VISIT…

LANZAROTE
Caliente.COM

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР

КЛАССИКИ НАУКИ



ЭНРИКО ФЕРМИ

НАУЧНЫЕ ТРУДЫ

В ДВУХ ТОМАХ

ПОД ОБЩЕЙ РЕДАКЦИЕЙ

БРУНО ПОНТЕКОРВО



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1972

ЭНРИКО ФЕРМИ

НАУЧНЫЕ ТРУДЫ

II

1939—1954

США



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1972

УДК 539.1.01

СЕРИЯ «КЛАССИКИ НАУКИ»

основана академиком *С. И. Вавиловым*

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

академик *И. Г. Петровский* (председатель),
академик *А. А. Имшенецкий*, академик *Б. А. Казанский*,
академик *Б. М. Кедров*, член-корреспондент АН СССР *Б. Н. Делоне*,
профессор *Ф. А. Петровский*, профессор *Л. С. Полак*,
профессор *Н. А. Фигуровский*, профессор *И. И. Шафрановский*

РЕДАКТОРЫ-СОСТАВИТЕЛИ:

Б. Понтекорво, В. Н. Покровский

2-3-2
183-7(11)

ОТ РЕДАКЦИИ

Во второй том «Научных трудов» Э. Ферми вошли работы, написанные им в течение 1939—1954 гг. во время жизни в Соединенных Штатах Америки, куда он эмигрировал из Италии.

Принципы отбора материала для данного издания были изложены в предисловии к первому тому «Научных трудов» Э. Ферми (М., «Наука», 1971, стр. 5—7), так что здесь мы остановимся на некоторых деталях, характерных для второго тома.

Значительную часть научного наследия Ферми американского периода составляют различного рода отчеты, написанные во время второй мировой войны и посвященные исследованиям в области ядерной энергии. Сюда входят сообщения о ходе исследований и проектных работ в группе, возглавлявшейся Ферми, краткие сообщения о результатах важных экспериментов, отчеты с подробным изложением теории или серий экспериментов, служебные записки, записи лекций, читавшихся Ферми, и т. п.

Бóльшая часть этих материалов была постепенно рассекречена (хотя некоторая их часть остается секретной и поныне) еще при жизни Ферми, но он направил в печать лишь небольшое число из них. Наиболее важные из неиздававшихся ранее материалов были опубликованы в упоминавшемся собрании сочинений Ферми на языках оригинала (см. т. I, стр. 5). В настоящий том мы также сочли необходимым включить, хотя и выборочно, подобные работы, так как они не только характеризуют напряженную деятельность Ферми в это время, но и вместе со вводными замечаниями Андерсона, Сегре и других довольно подробно описывают беспрецедентную по объему исследовательскую работу, представляющую большой интерес для истории науки и техники, для истории вообще.

Статьи публикуются, как и в первом томе, в хронологическом порядке в соответствии со временем выполнения работы. Поэтому, например, статья 101, посвященная запуску первого реактора, но увидевшая свет в 1952 г., публикуется под рубрикой «1942 г.» и раньше статьи 104, выполненной в 1943 г. и опубликованной в 1946 г. Лишь в одном случае (статья 129) мы отступили от этого принципа; некоторым оправданием

этому может служить то обстоятельство, что статья 129 по содержанию и даже обозначениям тесно связана с предшествующей ей, и разрыв в 80—100 страниц текста между ними создал бы неудобства для читателя.

При переводе мы сочли целесообразным в основном сохранять терминологию времени написания статьи. В этой связи небезынтересно отметить, например, что Ферми сравнительно долго придерживался термина «мезотрон», но одним из первых, если не самым первым, стал употреблять термин «пион», который, кстати, лишь несколько лет назад стал принятым в отечественной научной литературе. В ряде случаев, особенно в отчетах военного времени, мы сознательно отказались от пуристского искоренения в переводе физического жаргона и следов спешки, характерных для оригинала.

В качестве приложений к настоящему тому приведены изложение неопубликованной работы Ферми и Туркевича, воспоминания о запуске реактора в Хэнфорде, основные даты жизни и деятельности Ферми, библиография его трудов. Библиография взята из упомянутого собрания сочинений Ферми и несколько переработана и дополнена нами.

Встречающиеся в книге ссылки на статьи Ферми, не вошедшие в настоящее издание, сопровождаются указанием номера, под которым они помещены в библиографии (например, [Б253]).

Перевод статей 136, 138—140, 146—148 выполнен Р. Г. Васильковым, статей 81—135, 137, 141—145, 149 и приложений —В. Н. Покровским.

Б. Понтекорво, В. Покровский

1939

К статьям 81 и 82

Известие об открытии деления урана настигло Энрико Ферми вскоре после того, как он (2 января 1939 г.) прибыл в Соединенные Штаты. Незадолго до этого Ган и Штрассман закончили в Берлине важный эксперимент, показавший, что при бомбардировке урана нейтронами образуется барий. Об этом результате, подразумевающем возможность раскалывания ядра урана под действием нейтронов, они сообщили Лизе Мейтнер, которая когда-то работала вместе с ними, но была вынуждена бежать от нацистских гонений в Швецию. Рождественские каникулы она проводила в небольшом отеле под Гётеборгом, куда, воспользовавшись случаем, приехал навестить Мейтнер ее племянник Отто Фриш. Совместно они обсудили смысл этих экспериментов и, в частности, пришли к выводу, что в процессе деления выделяется большое количество энергии. Свои заключения они сообщили Нильсу Бору, которому сразу стали ясны основные причины, приводящие к делению. Как раз в это время Бор должен был уезжать в Соединенные Штаты и потому не мог дожидаться результатов экспериментальной проверки, которую предложили Мейтнер и Фриш. Тем не менее по прибытии в Нью-Йорк Бор поспешил с новостями в Колумбийский университет: он хотел обсудить их с Ферми.

Ферми сразу же понял, что при такой, сильно затрагивающей ядро реакции могут высвобождаться и нейтроны. Если бы удалось добиться того, чтобы испущенные нейтроны вызывали новые акты деления, то процесс мог бы стать размножающимся. При достаточно благоприятных обстоятельствах развилась бы цепная реакция и было бы выделено большое количество энергии.

В то время я был аспирантом проф. Джона Даннинга, а ранее в течение нескольких лет помогал Ю. Буту и Дж. Глэйзо в постройке циклотрона. Теперь циклотрон уже начал работать, а я подготавливал ионизационную камеру с линейным усилителем для диссертационной работы по рассеянию нейтронов. Заметив очевидный интерес Ферми к известиям о делении и не менее очевидное отсутствие у него оборудования, я счел естественным предложить объединить усилия. Довольно простое усовершенствование ионизационной камеры должно было позволить нам наблюдать интенсивную ионизацию, вызываемую осколками деления урана. Мы увидели импульсы от деления урана на экране осциллографа 25 января 1939 г., всего через несколько дней после того, как, по существу, такой же эксперимент был выполнен Фришем в Копенгагене.

Пятая Вашингтонская конференция по теоретической физике состоялась на следующий день, так что Ферми смог говорить о процессе деления с убежденностью, дающейся личным опытом. Выступления Бора и Ферми, рассказавших о новом открытии, вызвали громадный интерес научного мира. Многие лаборатории приступили к проверке основных характеристик процесса деления.

На следующий день Ферми вернулся в Колумбийский университет, уже зная, на какие вопросы он хочет получить ответ. Испускаются ли нейтроны при делении урана? Если да, то сколько? Как можно добиться того, чтобы эти нейтроны вызывали новые акты деления? Имеются ли конкурирующие процессы и каковы они? Можно ли получить цепную реакцию?

В дальнейших экспериментах, которые могли быть проведены с помощью ионизационной камеры и линейного усилителя, приняли участие все сотрудники, которые

работали на циклотроне под руководством Даннинга. По настоянию Ферми были выполнены количественные измерения, так что в первой же статье, появившейся всего через месяц после прихода Ферми в Колумбийский университет, были сообщены сечения деления как для медленных, так и для быстрых нейтронов. Измерения были довольно грубы, но они дали числовые значения существенных величин и тем самым послужили началом превращения предположительных гаданий в реальные факты. Кроме того, были получены некоторые указания на то, что при малых энергиях сечение деления ведет себя как $1/v$.

Отсюда вытекало предположение (основанное на доводах, которые, как мы знаем теперь, не являются полностью справедливыми), что деление связано с редким изотопом урана U^{235}. Деление представлялось Ферми очень быстрым процессом, так что естественно было ожидать зависимости вида $1/v$. Поэтому для него оказались сюрпризом резонансы в сечении деления U^{235} при малых энергиях, установленные несколькими годами позже в измерениях с селектором скоростей.

Любопытно, что эти эксперименты с ионизационной камерой были проделаны главным образом не с циклотронным, а с радон-бериллиевым источником нейтронов. С помощью циклотрона удавалось получить лишь непостоянный во времени, хотя и интенсивный источник нейтронов (к тому же в те дни циклотрон чаще ремонтировался, чем работал). Ферми предпочел иметь дело с более слабым, но гораздо более надежным радон-бериллиевым источником, который нам удалось достать благодаря положению проф. Даннинга. Впрочем, с помощью циклотрона была продемонстрирована возможность собирания продуктов деления при отдаче.

Г. Андерсон

81

ДЕЛЕНИЕ УРАНА*

(Совместно с Г. Андерсоном, Ю. Бутом, Дж. Даннингом, Дж. Глэйзо и Ф. Слэком)

Это письмо — предварительное сообщение о некоторых предпринятых нами экспериментах по изучению процесса деления ядра урана при бомбардировке нейтронами.

Указанное явление было открыто Ганом и Штрассманом[1]; химические доказательства привели их к предположению о возможности раскалывания ядра урана на две приблизительно равные части. Благодаря любезности проф. Бора мы узнали об этих результатах за несколько дней до получе-

---

* *The Fission of Uranium.* (With H. Anderson, E. Booth, J. Dunning, G. Glasoe and F. Slack.) Phys. Rev., 1939, 55, 511 — 512.

[1] O. Hahn, F. Strassmann. Naturwiss., 1939, 27, 11.

ния публикации, а также узнали о предположении Мейтнер и Фриша, что этот процесс должен быть связан с выделением энергии в количестве около 200 *Мэв.*

Мы попытались детектировать осколки по производимой ими большой ионизации. Параллельные электроды ионизационной камеры были покрыты изнутри тонким слоем окиси урана. При подсоединении камеры к линейному усилителю наблюдалось большое количество малых импульсов от альфа-частиц урана, а когда камера подвергалась бомбардировке нейтронами от циклотронного или радон-бериллиевого источника, то наблюдались еще и очень большие импульсы. По отношению максимальных амплитуд этих больших импульсов и импульсов от альфа-частиц было оценено, что осколки урана могут иметь энергию вплоть до примерно 90 *Мэв.* Это значение кажется несколько меньшим ожидаемого теоретически. Если предположить, что освобождаемая при делении энергия составляет около 200 *Мэв* и что два осколка могут иметь несколько различающиеся массы, то можно ожидать появления осколков с энергиями до 120—130 *Мэв.* Однако эти значения, по-видимому, не выходят за пределы погрешности нашего опыта; разница может быть объяснена недостаточной линейностью усилителя и неполным собиранием ионов.

После окончания данного эксперимента проф. Бор получил телеграмму от д-ра Фриша, в которой указывалось, что несколькими днями раньше он получил такие же результаты.

Были произведены измерения сечения процесса деления под действием нейтронов различных энергий. Для этой цели электроды ионизационной камеры были покрыты (с помощью электролитического осаждения) слоем окиси урана, эквивалентным всего 0,5 *мм* воздуха, так что могли наблюдаться все акты деления. Число нейтронов было известно, так как использовался (Rn + Be)-источник известной интенсивности в стандартном положении внутри парафинового блока [2]. Чтобы получить вклад только от тепловых нейтронов, измерялась разница в числе делений при наличии кадмиевого поглотителя и без него. Согласно этим экспериментам, сечение процесса деления для тепловых нейтронов составляет около $2\cdot10^{-24}$ *см*^{2}, тогда как среднее сечение деления для быстрых нейтронов от (Rn + Be)-источника составляет около $0{,}1\cdot10^{-24}$ *см*^{2}.

С помощью подобной камеры, но при более толстом слое окиси урана, были определены изменения числа делений при постановке кадмиевого и борного фильтров; они сравнивались с подобными изменениями, полученными с той же камерой, но при нанесении бора вместо урана. В пределах экспериментальных погрешностей влияние поглотителей на медленные нейтроны как для процесса деления, так и для расщепления бора было одинаково. Это позволяет предположить, что эффективность медленных нейтронов для процесса деления следует закону $1/v$. Как упоминалось

---

[2] E. Amaldi, E. Fermi. Phys. Rev., 1936, **50**, 899. (Статья 73.)

выше, быстрые нейтроны относительно более эффективны для процесса деления, чем для расщепления бора.

Выполнение закона $1/v$ говорит о том, что уровни составного ядра, вероятно, уширяются в силу малого времени жизни (видимо, не более 10^{-17} *сек*) для процесса деления. Кажется, что имеется некоторое противоречие между этим результатом и известным фактом, что для медленных нейтронов в уране существует острый резонанс с энергией около 25 *эв*, который ведет, однако, не к делению, а к образованию U^{239}. Возможное объяснение, предложенное проф. Бором, состоит в том, что происходит деление не ядра U^{238}, а ядра U^{235}, содержание которого составляет несколько меньше 1%.

Пробег осколков определялся с помощью неглубокой ионизационной камеры (расположенной в 1 *см* от урана), куда осколки поступали через сетку. По изменению давления было установлено, что максимальный пробег составляет приблизительно 1,7 *см*.

Осколки, вылетающие при отдаче из облученного урана, собирались на целлофановую пленку, расположенную рядом с ураном. После 10-минутного облучения медленными нейтронами, полученными с помощью циклотрона, обернутая вокруг счетчика фольга обнаружила активность около 400 импульсов в минуту. Распад этой активности соответствует наличию нескольких периодов, анализ которых еще не завершен. При постановке 0,0012 целлофановой пленки между ураном и собирающей пленкой оказалось, что небольшая часть осколков проходит через нее, что находится в приемлемом согласии с измерениями пробега. Во время выполнения этих экспериментов проф. Бор сообщил нам, что аналогичные опыты были предложены мисс Мейтнер [3].

Мы признательны д-ру Дж. Штейгману, Г. Ханштейну и Э. Хагштрёму за помощь в проведении экспериментов.

16 февраля 1939 г.

Пьюпиновские физические лаборатории,
Колумбийский университет,
Нью-Йорк, штат Нью-Йорк

[3] К этому времени подобные опыты были уже выполнены группой Жолио-Кюри.— *Прим. ред.*

См. вводные замечания к статье 81

82

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В УРАНЕ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ НЕЙТРОНАМИ *

(Совместно с Г. Андерсоном и Г. Ханштейном)

Возможно, что расщепление ядра урана связано с испусканием нейтронов. Они могут быть либо испарены из сильно возбужденных осколков (большой избыток нейтронов в осколках, снижающий энергию связи нейтронов, увеличивает вероятность такого процесса), либо испущены в момент деления. В этом письме сообщаются предварительные результаты экспериментов, предпринятых для того, чтобы определить, испускаются ли (и в каком количестве) нейтроны из урана при бомбардировке его нейтронами и, кроме того, превышает ли число образовавшихся нейтронов полное число поглотившихся (за счет любых процессов) нейтронов.

Источник нейтронов помещался в центре сферического сосуда диаметром 13 *см*, который был расположен в центре большого бака с водой диаметром 90 *см* и высотой 90 *см*. Активность, наведенная в родиевой фольге, располагавшейся в воде на различных расстояниях от источника, измерялась при наличии окиси урана внутри сосуда и без нее. Если через $a\ (r)$ обозначить активность, наводимую на расстоянии r, то величина интеграла $\int a(r)r^2dr$ пропорциональна полному числу медленных нейтронов, имеющихся в воде. Сравнение значений этих интегралов при наличии и отсутствии урана, вообще говоря, позволяет решить, имеется ли возрастание числа нейтронов, обусловленное присутствием урана. Этот результат не будет зависеть от начальной энергии нейтронов, так как в воде они все станут медленными.

С радон-бериллиевым источником нейтронов было замечено возрастание величины интеграла на 6% при постановке урана. Если это возрастание отнести только за счет нейтронов, испускаемых при указанных выше процессах, то оно соответствовало бы появлению приблизительно двух нейтронов на один захваченный. Однако среди испущенных радон-бериллиевым источником нейтронов имеются и нейтроны с энергиями в несколько миллионов электронвольт. Поэтому наблюдавшееся возрастание или, по крайней мере, часть его можно объяснить процессами $(n,\ 2n)$, при которых нейтрон большой энергии выбивает нейтрон из ядра, не будучи при этом захваченным.

---

* *Production of Neutrons in Uranium Bombarded by Neutrons.* (With H. Anderson and H. Hanstein.) Phys. Rev., 1939, 55, 797—798.

Вследствие этого эксперимент был повторен с фотонейтронами, испускаемыми из бериллиевого блока под действием гамма-излучения одного грамма радия [1]. Такие нейтроны обладают энергиями, существенно меньшими 10^6 *эв*, так что процесс (n, $2n$) очень маловероятен. К сожалению, в этом эксперименте из-за больших размеров и формы бериллиевого блока и радиевого источника не удалось сохранить требуемую сферическую симметрию. Проистекающая отсюда потеря точности делает сравнение указанных интегралов неубедительным. Однако на больших расстояниях от источника активность в присутствии урана оказалась примерно на 30% больше, чем без урана, откуда следует, что при делении образуются нейтроны с энергиями, бо́льшими энергии фотонейтронов. Этот результат согласуется с прямыми измерениями Сциларда и Зинна; мы благодарны им за сообщение о своих результатах до публикации. Поблизости от сосуда. напротив, активность в присутствии урана составляла около 60% активности без урана. Это уменьшение связано с поглощением нейтронов в уране. Оцененное отсюда полное сечение поглощения в уране, обусловленное делением и другими процессами, составляет около $5 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}.

При вычислении интегрированной по всему объему разницы в активностях без урана и с ураном вклад от ближайших к сосуду областей отрицателен и дает оценку числа поглощенных нейтронов. Вклад удаленных областей объема положителен и дает оценку числа образующихся нейтронов. Эти вклады имеют одинаковый порядок величины, и при существующей точности нельзя сказать, какой из них больше. Сейчас выполняются эксперименты, имеющие целью достичь большей точности.

Робертс, Мейер и Ван [2] сообщили об испускании запаздывающих нейтронов вслед за бомбардировкой урана нейтронами. Такие нейтроны не могут дать сколько-нибудь заметный вклад в описанные здесь эффекты. Действительно, активации родиевого детектора после удаления источника не происходило.

Мы признательны Ассоциации научного сотрудничества за предоставление фотонейтронного источника для наших экспериментов [3].

16 марта 1939 г.

Пьюпиновские физические лаборатории,
Колумбийский университет,
Нью-Йорк, штат Нью-Йорк

---

[1] По словам Г. Андерсона, на применении фотонейтронного источника настоял Л. Сциллард. Несколько ранее аналогичные опыты были независимо выполнены группой Ф. Жолио в Париже.— *Прим. ред.*

[2] Roberts, Meyer, Wang. Phys. Rev., 1939, 55, 510.

[3] Ассоциация научного сотрудничества—неофициальная группа ученых, организованная по инициативе Сциларда. Сцилардом же были собраны средства на оплату аренды 1 грамма радия; блок бериллия был прислан из Англии по его просьбе. Так был создан фотонейтронный источник, о котором идет речь (см. Perspectives in American Histori, 1968, 2, 108, 109, 142). —*Прим. ред.*

К статье 83

Медленные нейтроны могут не только вызывать деление, но и приводить к образованию, при простом (радиационном) захвате, радиоактивного изотопа урана, U^{239}. Этот процесс «отнимает» нейтроны, необходимые для поддержания цепной реакции. Мы хотели установить, насколько велико поглощение, обусловленное этим процессом, и можно ли считать величину сечения поглощения, приписываемого урану, суммой сечений деления и захвата. Надо отметить, что в результате захвата нейтронов изотопом U^{239} происходит образование плутония (через нептуний). Вся важность этого процесса выяснилась впоследствии.

Захват нейтронов обусловлен сильным резонансным поглощением при энергиях несколько выше тепловой. Для получения цепной реакции было необходимо избежать потерь, связанных с таким поглощением. В нижеследующем письме сообщается о первом из многочисленных экспериментов, имевших целью количественную оценку важности процесса захвата. Найденное нами значение сечения оказалось меньше истинного примерно в два раза. Но Ферми знал, что слабым местом эксперимента является калибровка источников, и впоследствии мы затратили много сил на уточнение нейтронного выхода использованных источников.

Г. Андерсон

83

ПРОСТОЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ УРАНОМ*

(Совместно с Г. Андерсоном)

Известно [1], что медленные нейтроны могут не только вызывать деление, но и приводить к образованию, при простом захвате, радиоактивного изотопа урана (U^{239}), который испускает бета-лучи с периодом полураспада 23 *мин*. Мы попытались выяснить вклад этого процесса в сечение захвата тепловых нейтронов, чтобы определить, может ли такое поглощение объяснить разницу [2–5] между полным сечением захвата и сечением деления. Простой захват нейтронов является, согласно Мейтнер, Гану и Штрассману, типичным резонансным процессом с резкой полосой поглощения

---

* *Simple Capture of Neutrons by Uranium.* (With H. Anderson.) Phys. Rev., 1939, 55, 1106 — 1107.

[1] Meitner, Hahn, Strassmann. Zeit. f. Physik, 1937, 106, 249.

[2] Anderson, Booth, Dunning, Fermi, Glasoe, Slack. Phys. Rev., 1939, 55, 511. (Статья 81.)

[3] Whitaker, Barton, Bright, Murphy. Phys. Rev., 1939, 55, 793.

[4] Anderson, Fermi, Hanstein. Phys. Rev., 1939, 55, 797. (Статья 82.)

[5] Michiels, Parry, Thomson. Nature, 1939, 143, 760.

при энергии около 25 *эв*. Эти авторы приводят значение $1200 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2} для величины сечения в резонансе, но ничего не сообщают о ширине полосы поглощения и сечении захвата для тепловых нейтронов.

В нашем эксперименте определялось, во-первых, число распадов в 1 *сек* активности урана с периодом 23 *мин*, образовавшейся под действием тепловых нейтронов, и, во-вторых, число тепловых нейтронов при наших условиях облучения.

Применялась следующая процедура. (1) Очистка урана от урана X при помощи растворения нитрата урана в эфире и встряхивания с малым количеством воды. Уран X и другие примеси переходят в водную фазу, тогда как значительная часть урана остается растворенной в эфире. При выпаривании эфира получается очищенный нитрат урана. (2) Облучение образца, расположенного внутри парафина, с помощью циклотрона. Монитором служила индиевая фольга, располагавшаяся поодаль в фиксированном положении. (3) Вторичная очистка эфиром для отделения 23-минутной активности от других активностей, не связанных с изотопами урана. (4) Измерение распада 23-минутной активности и накопления активности UX с помощью ионизационной камеры.

Если бы бета-лучи U^{239} и UX (практически это относится только к UX_2, так как бета-лучи UX_1 слишком мягки и не проникают в нашу камеру) имели одинаковое энергетическое распределение, то соотношение между начальной активностью U^{239}, приведенной к бесконечному времени облучения, и равновесной активностью UX было бы равно соотношению между числом распадов U^{239} и известным числом распадов UX_2, равным $5 \cdot 10^{-18}$ на атом за 1 *сек*. Однако коэффициенты поглощения для указанных бета-лучей различны. Согласно нашим измерениям, массовые коэффициенты поглощения в алюминии составляют 10 *см*^{2}/*г* для U^{239} и 5,5 *см*^{2}/*г* для UX_2. Поэтому в наши результаты вносились поправки, учитывающие поглощение бета-лучей в самом веществе, в контейнере и в окне ионизационной камеры, а также поправки на чувствительность камеры. Общий поправочный множитель был равен 3,4. При наших условиях облучения активности U^{239} и UX_2 после внесения поправок были одного порядка величины.

(5) Чтобы выделить вклад от тепловых нейтронов, активация производилась с кадмиевыми поглотителями и без них. (6) Число тепловых нейтронов для данного показания монитора определялось с помощью сравнения активностей, наведенных в индиевой фольге при облучении циклотронным источником (фольга на месте урана) или известным источником (Rn + Be) в стандартной геометрии (фольга в центре торца парафинового цилиндра, в котором на 3 *см* ниже располагался источник). Число эффективных для активации индиевой фольги тепловых нейтронов на милликюри на 1 *см*^{2} за 1 *сек* бралось равным $7\sqrt{3}$ [6].

---

[6] E. Amaldi, E. Fermi. Phys. Rev., 1936, 50, 899. (Статья 73.) Множитель $\sqrt{3}$ учитывает отклонение нейтронов от прямого пути.

Таким способом в первом эксперименте было найдено, что сечение образования U^{239} тепловыми нейтронами равно $1{,}0\cdot10^{-24}$ *см*^{2}.

Во втором эксперименте мы применили тот же метод к смеси урана и марганца и нашли одновременно сечения захвата для урана и для марганца. Они оказались равны $1{,}2\cdot10^{-24}$ *см*^{2} и $10\cdot10^{-24}$ *см*^{2} соответственно. Хорошее согласие значения $10\cdot10^{-24}$ *см*^{2} с величиной разности между суммарным сечением захвата и рассеяния [7], равным $14{,}3\cdot10^{-24}$ *см*^{2}, и сечением рассеяния [8], равным $2{,}1\cdot10^{-24}$ *см*^{2}, может рассматриваться как проверка точности метода.

Из величины активации можно вычислить Г, ширину резонансного уровня с энергией 25 *эв*. Она оказалась равной примерно 1 *эв*. Эта ширина и наше значение для сечения простого захвата тепловых нейтронов не согласуются с интерпретацией в рамках формулы Брейта — Вигнера для изолированного уровня.

Суммируя сечение деления, $2\cdot10^{-24}$ *см*^{2}, и указанное сечение простого захвата, $1{,}2\cdot10^{-24}$ *см*^{2}, получаем полное сечение поглощения на уране равным $3{,}2\cdot10^{-24}$ *см*^{2}. Поскольку измерения подобного рода могут быть подвержены большим ошибкам, то это значение, по-видимому, не противоречит значению $5\cdot10^{-24}$ *см*^{2}, полученному ранее [4] по измерению поглощения, или значению $5{,}9\cdot10^{-24}$ *см*^{2}, приводимому Майкельсом и др. [5] Если же полное поглощение существенно больше, как утверждают Уайтекер и др. [3], то для объяснения получающейся разницы требуется предположить, что существуют и другие процессы поглощения.

17 мая 1939 г.
Пьюпиновские физические лаборатории,
Колумбийский университет,
Нью-Йорк, штат Нью-Йорк

---

[7] Dunning, Pegram, Fink, Mitchell. Phys. Rev.,, 1935, 48, 265.
[8] M. Goldhaber, G. H. Briggs. Proc. Roy. Soc., 1937, 162, 127.

К статье 84

Пока шла работа, описанная в статье 83, Сциларда был занят получением большого количества окиси урана для более впечатляющего эксперимента, в котором можно было бы непосредственно наблюдать возрастание числа нейтронов, обусловленное присутствием урана. Полученная взаймы окись урана была расфасована по оловянным банкам. Таким способом удалось разместить около 200 *кг* окиси урана вокруг сциларловского фотонейтронного источника, причем вся сборка была погружена в ванну с раствором марганца. Число нейтронов измерялось по радиоактивности, наведенной в марганце. При постановке урана было обнаружено возрастание активации на 10%, т. е. было установлено, что уран испускает больше нейтронов, чем поглощает. При попытке определить число испущенных ураном быстрых нейтронов, приходящееся на один поглощенный им тепловой нейтрон, стало очевидным, что требуется вводить большую поправку, связанную с резонансным поглощением урана. В течение некоторого времени мы безрезультатно обсуждали способы введения поправки. Затем Ферми попросил оставить его на 20 минут в одиночестве. Этого времени оказалось для него достаточно чтобы сделать грубую оценку эффекта, которая и была приведена в статье. Ни Сциларду, ни мне Ферми не стал пояснять, каким же именно образом он получил эту оценку, может быть, потому, что это был, по существу, интуитивный путь [1]. Ферми всегда был близок к истине в таких вещах, и ему верили на слово. Этот эпизод подчеркнул важность резонансного поглощения и указал путь к уменьшению потерь на резонансное поглощение — с помощью блочного расположения урана. Стало также ясным, что поглощение тепловых нейтронов в водороде слишком велико, и поэтому вода не может быть использована в качестве необходимой для осуществления цепной реакции среды, замедляющей нейтроны.

Это был первый — и последний — эксперимент, выполненный Ферми совместно со Сцилардом. Его разочаровал сцилардовский стиль участия в эксперименте. Сцилард не проявил особого желания выполнять свою долю работы экспериментатора ни в подготовке, ни в проведении измерений. Для выполнения того, что могло бы потребоваться от него, Сцилард подрядил себе заместителя. Мы не могли жаловаться на этот счет, поскольку заместитель, С. Кревер, оказался вполне компетентным физиком. Однако такой стиль не соответствовал представлениям Ферми о том, как должен проводиться совместный эксперимент: вся работа распределяется более или менее равномерно, и каждый охотно делает — и в состоянии сделать — все, что укажет его жребий. Энергия и настойчивость, присущие Ферми, всегда позволяли ему делать больше, чем приходилось на его долю. Поэтому тем более резко бросалось в глаза, когда кто-то другой работал спустя рукава.

Г. Андерсон

---

[1] Относительно «интуитивности» подхода Ферми см. биографические заметки в настоящем издании (I том, стр. 9) и вводные замечания С. Чандрасекара к статьям 141, 142, 145 и Б. Понтекорво к статьям 61—72.— *Прим. ред.*

84

ОБРАЗОВАНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В УРАНЕ *

(Совместно с Г. Андерсоном и Лео Сцилардом)

Как было найдено ранее [1–3], под действием медленных нейтронов происходит обильное испускание нейтронов из урана. Представляет интерес удостовериться, больше ли и насколько больше число испущенных нейтронов, чем число поглощенных.

Этот вопрос можно исследовать, если поместить фотонейтронный источник в центре большого бака с водой и сравнивать числа тепловых нейтронов, имеющихся в воде при наличии урана в баке и без него. В предыдущих экспериментах этого типа [1–3] пытались соблюсти как можно точнее сферическую симметрию распределения нейтронов. Число тепловых нейтронов в воде определялось таким образом: по одному из радиусов измерялась плотность нейтронов ρ в зависимости от расстояния r до центра и затем вычислялся интеграл $\int r^2 \rho dr$. Халбан, Жолио и Коварский [4] сообщили о том, что в присутствии урана число нейтронов возрастает примерно на 5%.

Ввиду того, что надо измерять малые разностные эффекты, даже небольшие отклонения от сферически симметричного распределения могут привести к вводящим в заблуждение результатам. Настоящий эксперимент основан на том же самом общем принципе, но не требует такой симметрии. Для измерения числа тепловых нейтронов в воде мы заполнили бак 10%-ным раствором $MnSO_4$. Активность, наводимая в марганце, пропорциональна числу имеющихся тепловых нейтронов. Путем перемешивания раствора производилось физическое усреднение перед измерением активности образца с помощью ионизационной камеры. Для получения заметного эффекта было использовано около 200 *кг* U_3O_8.

Схема эксперимента показана на рис. 1. В центре бака помещался фотонейтронный источник, состоявший из примерно 2 *г* радия и 250 *г* бериллия. Геометрия была такова, что практически все нейтроны, испущенные источником и окисью урана, замедлялись и поглощались внутри бака. Каждое облучение продолжалось несколько периодов полураспада радиомарганца; наблюдаемая активность раствора была в четыре

---

* *Neutron Production and Absorption in Uranium.* (With H. Anderson and Leo Szilard.) Phys. Rev., 1939, 56, 284—286.

[1] v. Halban, Joliot, Kowarski. Nature, 1939, **143**, 470.

[2] L. Szilard, W. H. Zinn. Phys. Rev., 1939, 55, 799.

[3] Anderson, Fermi, Hanstein. Phys. Rev., 1939, 55, 797. (Статья 82.)

[4] v. Halban, Joliot, Kowarski. Nature, 1939, **143**, 680.

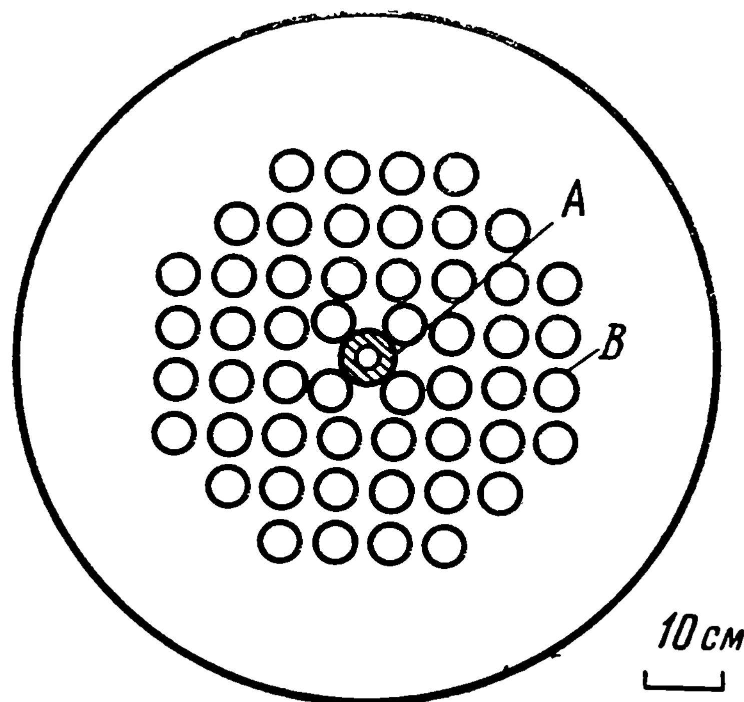


Рис 1. Горизонтальное сечение через центр цилиндрического бака, наполненного 540 *л* 10-процентного раствора $MnSO_4$

A — фотонейтронный источник, состоящий из 2,3 *г* радия и 250 *г* бериллия; *B* — один из 52 цилиндрических сосудов (диаметр 5 *см*, высота 60 *см*), которые либо наполнялись окисью урана, либо были пустыми

раза больше фона ионизационной камеры. Измерения производились попеременно с заполненными окисью урана сосудами и с пустыми сосудами тех же размеров. Оказалось, что в присутствии окиси урана активность на 10% больше, чем без нее. Этот результат показывает, что в нашей установке из урана испускается больше нейтронов, чем поглощается в нем.

Для того чтобы найти среднее число испускаемых ураном быстрых нейтронов, приходящееся на один поглощенный им тепловой нейтрон, требуется определить, какая часть полного числа нейтронов, испускаемых фотонейтроннным источником, поглощается ураном при наших условиях эксперимента в области тепловых энергий. Число фотонейтронов, испущенных источником, можно найти, измерив активность раствора в баке, когда облучение производится при пустых сосудах, окружающих источник. Для получения меры этого числа (в некоторых единицах) надо учесть, что в растворе около 20% нейтронов захватывается в марганце, а остальные — в водороде. Чтобы получить в тех же единицах число поглощенных ураном нейтронов, мы поступали следующим образом. В $^1/_4$ числа сосудов окись урана заменялась на смесь песка и порошкового марганца, дающую то же поглощение тепловых нейтронов, что и окись урана. Такие сосуды равномерно распределялись среди других, наполненных окисью урана. После облучения весь порошок перемешивался, из части его готовился 10%-ный раствор $MnSO_4$, активность которого измерялась ионизационной камерой.

Таким способом, было найдено, что в нашей установке около 50% нейтронов, испущенных источником, поглощаются ураном как тепловые нейтроны. Отсюда следует, что возрастание активности на 10%, наблюдаемое при постановке урана, соответствует испусканию в среднем 1,2 нейтронов на один поглощенный ураном тепловой нейтрон, если уран поглощает только тепловые нейтроны. Но если учесть нейтроны, которые в наших экспериментальных условиях поглощаются ураном резонансным образом в нетепловой области и не вызывают испускания нейтронов, то это число должно быть увеличено, видимо, до 1,5.

Из этого результата мы можем заключить, что цепная ядерная реакция могла бы поддерживаться в системе, где нейтроны замедляются без заметного поглощения до тепловых энергий и далее поглощаются в основном ураном, а не другими элементами. Остается неясным, справедливо ли это для системы, в которой для замедления нейтронов используется водород.

В такой системе поглощение нейтронов идет по трем каналам. Нейтроны поглощаются при тепловых энергиях и водородом и ураном; кроме того, они поглощаются ураном при резонансе, еще не замедлившись до тепловых энергий. Наш результат не зависит от относительных концентраций водорода и урана в том смысле, что для тепловых нейтронов отношение сечений образования и поглощения нейтронов в уране больше единицы и, вероятно, составляет около 1,5. Однако отношение средних концентраций водорода и урана будет влиять на долю нейтронов, достигающих тепловых энергий, не будучи поглощенными. Поскольку заметное поглощение существует также вдали от центра резонансной полосы, то с уменьшением концентрации водорода будет возрастать доля нейтронов, резонансно поглощенных ураном. Это обстоятельство следует учитывать при обсуждении возможности получения цепной ядерной реакции в системе, состоящей главным образом из урана и водорода. Для цепной реакции требуется, чтобы ураном испускалось больше нейтронов, чем поглощается совместно ураном и водородом. В нашем эксперименте отношение средних концентраций атомов водорода и урана составляло 17 : 1, а в эксперименте Халбана, Жолио и Коварского — 70 : 1. При таких концентрациях поглощение водорода в тепловой области не позволит получить цепную реакцию. Уменьшение концентрации водорода приведет, по-видимому, к следующим эффектам. С одной стороны, ураном будет поглощаться бóльшая часть нейтронов, достигших тепловых энергий; с другой стороны, в связи с увеличившимся резонансным поглощением урана, тепловой области будет достигать меньшее число нейтронов. Первый из этих противодействующих факторов более важен при высоких концентрациях водорода, а второй — при малых. Если начать с больших концентраций водорода, то отношение числа и пущенных нейтронов к полному числу поглощенных будет сначала расти, затем пройдет через максимум и, с дальнейшим уменьшением концентрации водорода, начнет падать. Мы попытались оценить относящиеся сюда факторы, исходя из информации о резонансном поглощении в уране [5–7] и из найденного в эксперименте чистого выигрыша в числе нейтронов, равного 0,2. Эффект резонансного поглощения оказался настолько велик, что в настоящее время неясно, будет ли образование нейтронов превышать полное их поглощение даже при оптимальной концентрации водорода. Для того чтобы можно было решить, возможна ли цепная реакция в смеси урана и воды, потребуются как дальнейшая

[5] Meitner, Hahn, Strassmann. Zeits. f. Physik, 1937, 106, 249.
[6] v. Halban, Joliot, Kowarski. Comptes Rendus, 1939, 208, 1396.
[7] H. L. Anderson, E. Fermi. Phys. Rev., 1939, 55, 1106. (Статья 83.)

информация о резонансном поглощении урана, так и более точные измерения ряда величин, входящих в наши вычисления.

Мы хотели бы поблагодарить д-ра Д. Стьюарта из Отдела химии и С. Кревера за советы и помощь при выполнении некоторых из этих опытов. Мы признательны Эльдорадо Радиум Корпорейшн, предоставившей нам возможность работы с большими количествами окиси урана, и Ассоциации научного сотрудничества за использование фотонейтронного источника и другой аппаратуры.

Поступила 3 июля 1939 г.
Колумбийский университет,
Нью-Йорк, штат Нью-Йорк

К статье 85

Наступило лето 1939 г.; Ферми уехал в Анн Арбор, где Мичиганский университет проводил летнюю школу по теоретической физике. Он участвовал в ней и раньше (см. статью 48) и очень любил ее. Я занялся тщательным изучением процесса резонансного поглощения в уране, что должно было стать моей диссертацией. Между тем Сцилард убедил себя, что цепная реакция с графитом в качестве замедлителя нейтронов — практически осуществимое дело. Такая уверенность помогла ему и Е. Вигнеру убедить Эйнштейна написать знаменитое письмо президенту Рузвельту. В письме говорилось о возможных применениях ядерной энергии и о необходимости поддержки этих исследований. Оно привело к образованию «Консультативного комитета по урану», который должен был изучать вопрос и докладывать президенту. Оно привело также (в начале 1940 г.) к первой правительственной субсидии в размере 6000 долларов и к поставке графита в количествах, достаточных для определения поглощения в нем нейтронов. Ферми и декан Колумбийского университета Дж. Пегрэм в марте 1939 г. тоже пытались осведомить правительство о значении атомной энергии. Ферми, с рекомендательным письмом от Пегрэма, встретился в Вашингтоне с адмиралом С. К. Хупером и группой военно-морских чинов. Никаких действий не последовало, что, может быть, объясняется осторожностью высказываний Ферми и Пегрэма (L. L. Strauss. Men and Decisions, Doubleday, 1962) [1].

Во время пребывания Ферми в Анн Арборе между ним и Сцилардом происходил обмен письмами по поводу использования графита для осуществления цепной реакции, но внимание Ферми отвлекла интересная проблема в физике космических лучей. В космическом излучении были открыты новые частицы — мезотроны (называемые сейчас мю-мезонами). Было показано, что их поглощение в воздухе гораздо больше поглощения в равных массах конденсированных веществ. Ферми полагал, что это может быть частично связано с большей диэлектрической постоянной, присущей конденсированному веществу. После возвращения в Колумбийский университет в конце лета Ферми сделал простую классическую оценку, показавшую, что эффект может быть вполне заметен. Она была приведена в работе [Б133] (письмо в редакцию «Physical Review»).

Большую часть осени Ферми работал над более детальными вычислениями величины и следствий этого эффекта. Оказалось, что он важен только при очень больших энергиях мезонов. Впоследствии Халперн и Холл (O. Halpern, H. Hall. Phys. Rev., 1948, 73, 477) уточнили вычисления и показали, что эффект еще меньше, чем предполагал Ферми.

Г. Андерсон

---

[1] По распространенной в научных кругах легенде, бравые моряки решили, что перед ними сумасшедший (см. У. Лоуренс. Люди и атомы. Атомиздат, М., 1966).— *Прим. ред.*

Как сказано в вводном замечании Андерсона, эта работа возникла из желания Ферми интерпретировать новый физический эффект в рамках уже известных представлений, т. е. объяснить эффект аномального поглощения мезонов в атмосфере не «революционным» распадом, а уточнением классической теории потери энергии частицами в веществе. Это довольно типично для Ферми. При всей его самобытности он думал, что новые представления в науке следует принимать только тогда, когда нет другого выхода. Его даже раздражала тенденция некоторых ученых бросаться на поиски сверхъестественного, не исчерпав всех возможностей в рамках существующих знаний. Как оказалось, все-таки в этом случае распад мезона необходим. Тем не менее статья 85 стала классическим вкладом в учение о прохождении частиц через вещество.

Б. Понтекорво

85

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ В ГАЗАХ И КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ*

Показано, что для быстрой заряженной частицы потери энергии на ионизацию среды, через которую она проходит, существенно зависят от плотности среды. Этот эффект обусловлен изменением электрического поля движущейся частицы, вызываемым электрической поляризацией среды. Основанная на классической электродинамике теория показывает, что при равенстве масс проходимого вещества потери в разреженной среде больше, чем в конденсированной. Обсуждается приложение этих результатов к проблемам космического излучения, главным образом с точки зрения возможности частичного объяснения на такой основе различия в поглощении мезотронов в воздухе и конденсированных веществах, которое обычно интерпретируется как доказательство спонтанного распада мезотрона.

Определение количества энергии, теряемой быстрой заряженной частицей на ионизацию и возбуждение атомов, мимо которых или через которые она проходит, было предметом нескольких теоретических исследований. Как известно, главные черты этого явления объясняются классической теорией Бора. Электроны, мимо которых проходит частица, рассматриваются как классические осцилляторы, приводимые в движение электрическим полем проходящей частицы. Энергия, поглощенная при этом электроном, равна энергии, потерянной частицей. Эта теория удовлетворительно описывает влияние соударений, при которых минимальное расстояние b между электроном и проходящей частицей больше размеров

---

* *The Ionization Loss of Energy in Gases and in Condensed Materials.* Phys. Rev., 1940, 57, 485—493.

атома. Для очень близких соударений, когда частица проходит через атом, должны вводиться квантовомеханические поправки.

До сих пор и в классической, и в квантовой теориях при обсуждении воздействия на атом пренебрегалось возмущением поля проходящей частицы, оказываемым электрической поляризацией окружающих атомов. Однако, как показывает подробный анализ, в некоторых случаях такие поляризационные эффекты очень важны [1].

В данной статье на основе классической теории вычислено влияние поляризации. Можно ожидать, что это даст правильные результаты по крайней мере для той части энергетических потерь, которые связаны с соударениями на расстояниях b, бóльших радиуса атома.

Теория

На поле заряженной частицы, движущейся через среду с диэлектрическими свойствами, оказывает влияние поляризация среды. Сначала мы с помощью классической электродинамики вычислим поле. Затем будет вычислено количество энергии, теряемой частицей на расстояниях от ее траектории, бóльших некоторого минимального расстояния b, как поток вектора Пойнтинга через поверхность цилиндра радиуса b, осью которого является траектория частицы. Можно полагать, что при этом получится правильная оценка потерь, связанных с атомами, для которых b несколько больше внутриатомных расстояний. Действительно, можно ожидать, что в этом случае квантовые поправки не очень существенны; более того, диэлектрические свойства среды допустимо описывать с помощью макроскопической теории.

Запишем уравнения Максвелла в обычном виде:

$$\operatorname{div}(\mathbf{E}+4\pi\mathbf{P})=4\pi\rho, \tag{1}$$

$$\operatorname{div}\mathbf{H}=0, \tag{2}$$

$$c\operatorname{rot}\mathbf{E}=-\dot{\mathbf{H}}, \tag{3}$$

$$c\operatorname{rot}\mathbf{H}=\dot{\mathbf{E}}+4\pi\dot{\mathbf{P}}+4\pi\rho\mathbf{V}, \tag{4}$$

где $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$, $\mathbf{P}$, ρ, $\mathbf{V}$ — напряженности электрического и магнитного полей, вектор электрической поляризации, плотность и скорость электрических зарядов соответственно. Магнитной поляризацией среды пренебрегаем.

Если предположить, что электроны упруго «привязаны» к равновесным положениям, а также что на них действует сила трения, то соотношение между $\mathbf{E}$ и $\mathbf{P}$ принимает простой вид

$$\mathbf{E}=\frac{m}{ne^2}(\ddot{\mathbf{P}}+2p\dot{\mathbf{P}}+\nu_0^2\mathbf{P}), \tag{5}$$

---

[1] На возможность уменьшения ионизационных потерь за счет экранирования, обусловленного поляризацией среды, указал Сван (W. F. G. Swann. Jour. Franklin Inst., 1938, **226**, 598).

где m, e, n — масса, заряд и число электронов в единичном объеме; $\nu_0/2\pi$ — частота электронных осцилляторов при $E = 0$; $2p$ — коэффициент трения.

Пусть $\mathbf{E}_\nu$ и $\mathbf{P}_\nu$ — компоненты с частотой $\nu/2\pi$ [с временно́й зависимостью $\exp(-i\nu t)$] в гармоническом разложении $\mathbf{E}$ и $\mathbf{P}$. Тогда

$$\mathbf{E}_\nu = \frac{m}{ne^2}(\nu_0^2 - \nu^2 - 2ip\nu)\,\mathbf{P}_\nu. \qquad (6)$$

В общем случае можно предположить, что между $\mathbf{E}_\nu$ и $\mathbf{P}_\nu$ существует связь вида

$$\mathbf{E}_\nu = 4\pi\gamma(\nu)\,\mathbf{P}_\nu, \qquad (7)$$

где $\gamma(\nu)$ — комплексная функция ν.

В особом случае (5), когда закон дисперсии выражается только через один тип дисперсионных осцилляторов, имеем

$$\gamma(\nu) = \frac{m}{4\pi ne^2}(\nu_0^2 - \nu^2 - 2ip\nu). \qquad (8)$$

Наша задача состоит в нахождении поля, создаваемого сосредоточенным зарядом e при движении с постоянной скоростью v. Примем траекторию частицы за ось x, а положение, занимаемое частицей при $t = 0$, за начало координат.

Если известно поле при $t = 0$, то поле в любой момент времени может быть получено простым переносом с постоянной скоростью v. Это позволяет исключить время из уравнений Максвелла с помощью соотношения

$$\partial/\partial t = -v\partial/\partial x. \qquad (9)$$

Так как при $t = 0$ заряд находится в начале координат, то $\rho = e\delta(x)\delta(y)\delta(z)$, и уравнения Максвелла принимают вид

$$\operatorname{div}(\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}) = 4\pi e\delta(x)\,\delta(y)\,\delta(z), \qquad (10)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{H} = 0, \qquad (11)$$

$$c\operatorname{rot}\mathbf{E} = v\mathbf{H}', \qquad (12)$$

$$c(\operatorname{rot}\mathbf{H})_x = -vE_x' + 4\pi vP_x' + 4\pi ev\delta(x)\,\delta(y)\,\delta(z), \qquad (13)$$

$$\left.\begin{aligned} c(\operatorname{rot}\mathbf{H})_y &= -vE_y' - 4\pi vP_y', \\ c(\operatorname{rot}\mathbf{H})_z &= -vE_z' - 4\pi vP_z', \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

где штрих означает дифференцирование по x. Так как поле движется с постоянной скоростью v, то векторы поля можно разложить в ряд Фурье по x, а не по t, и интерпретировать $\mathbf{E}_\nu$ и $\mathbf{P}_\nu$ в соотношении (7) как компоненты, имеющие зависимость от x вида $\exp(i\nu x/v)$.

При граничном условии, согласно которому на бесконечности поля должны стремиться к нулю, интегрирование уравнений (7), (10), (11), (12), (13), (14) может быть выполнено следующим образом. Сначала вычислим div P и div E с помощью соотношений (7) и (10):

$$\operatorname{div}\mathbf{P} = \frac{e}{2\pi v}\delta(y)\delta(z)\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\exp(i\nu x/v)}{1+\gamma(\nu)}d\nu,$$
$$\operatorname{div}\mathbf{E} = \frac{2e}{v}\delta(y)\delta(x)\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\gamma\exp(i\nu x/v)}{1+\gamma(\nu)}d\nu. \tag{15}$$

Затем из уравнений (13) и (14) можно, как обычно, исключить **H**, а с помощью (7) — и **E**. Учитывая соотношение (15), мы получаем уравнение для каждой компоненты **P**. Представляя эти компоненты в виде интегралов Фурье относительно x, легко выразить решения через функции Бесселя K_0 и K_1:

$$P_x = -\frac{e}{4\pi^2 v^2}\int_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{1}{1+\gamma}-\frac{v^2}{c^2\gamma}\right)K_0(kb)\exp(i\nu x/v)\,i\nu d\nu,$$
$$P_b = \frac{e}{4\pi^2 v}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{kK_1(kb)}{1+\gamma}\exp(i\nu x/v)\,d\nu, \tag{16}$$

где P_b — компонента, перпендикулярная оси x, а

$$k^2 = \frac{\nu^2}{v^2}\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\frac{\nu^2}{c^2\gamma(\nu)}. \tag{17}$$

Знак k выбирается таким образом, чтобы его вещественная часть была $\geqslant 0$. Из уравнений (16) и (17) получаем компоненты электрического поля

$$E_x = -\frac{e}{\pi v^2}\int_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{\gamma}{1+\gamma}-\frac{v^2}{c^2}\right)K_0(kb)\exp(i\nu x/v)\,i\nu d\nu,$$
$$E_y = \frac{e}{\pi v}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\gamma kK_1(kb)}{1+\gamma}\exp(i\nu x/v)\,d\nu, \tag{18}$$

а отсюда, с помощью уравнения (12),— магнитное поле. Оно имеет только одну компоненту, перпендикулярную плоскости (x, b). Величина этой компоненты есть

$$H = \frac{e}{\pi c}\int_{-\infty}^{\infty}kK_1(kb)\exp(i\nu x/v)\,d\nu. \tag{19}$$

Количество энергии, теряемой частицей за единицу времени на расстояниях, превышающих b, определяется потоком вектора Пойнтинга через цилиндр радиуса b. Разделив этот поток на v, мы получим потерю энергии W_b на единице длины пути. Итак,

$$W_b = \frac{c}{4\pi v}\int\limits_{\sigma} [\mathbf{EH}]_n d\sigma = -\frac{cb}{2v}\int\limits_{-\infty}^{\infty} HE_x dx. \tag{20}$$

Подставляя в это выражение уравнения (18) и (19) и меняя в последнем обозначение переменной, по которой ведется интегрирование, на ν', получаем W_b в виде тройного интеграла по x, ν, ν'. Интегрирование по x приводит к δ-функции. Это позволяет произвести интегрирование по ν' обычным образом. Наконец, учитывая, что $k(-\nu) = k^*(\nu)$, получаем

$$W_b = \frac{e^2 b}{\pi v^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{\gamma}{1+\gamma} - \frac{v^2}{c^2}\right) i\nu k^* K_1(k^* b)\, K_0(kb)\, d\nu. \tag{21}$$

Легко видеть, что подынтегральная функция принимает комплексно сопряженные значения при значениях аргумента ν и $-\nu$; поэтому

$$W_b = \frac{2e^2 b}{\pi v^2}\,\mathrm{R}\int\limits_{0}^{\infty}\left(\frac{\gamma}{1+\gamma} - \frac{v^2}{c^2}\right) i\nu k^* K_1(k^* b)\, K_0(kb)\, d\nu, \tag{22}$$

где через R обозначена вещественная часть a.

Для вычисления этого интеграла конкретизируем предположения о диэлектрических свойствах среды, используя соотношение (8). Получим

$$W_b = \frac{8ne^4}{mv^2(\varepsilon - 1)}\,\mathrm{R}\int\limits_{0}^{\infty}\left(\frac{1 - x^2 - 2i\eta x}{\varepsilon - x^2 - 2i\eta x} - \frac{v^2}{c^2}\right) ixdx k^* b K_1(k^* b)\, K_0(kb), \tag{23}$$

где

$$\varepsilon = 1 + \frac{4\pi ne^2}{m\nu_0^2} \tag{24}$$

есть диэлектрическая постоянная для малых частот [2]. Кроме того,

$$\eta = p/\nu_0, \qquad x = \nu/\nu_0, \qquad k^2 = g^2 x^2 \frac{a - x^2 - 2i\eta x}{1 - x^2 - 2i\eta x}, \tag{25}$$

---

[2] Следует заметить, что ε равно диэлектрической постоянной для малых частот только в том случае, когда описание диэлектрических свойств с помощью дисперсионных осцилляторов одной частоты является достаточно хорошим приближением. Если это не так, то ε может значительно отличаться от фактического значения диэлектрической постоянной.

где

$$g^2 = \frac{4\pi n e^2}{mc^2(\varepsilon - 1)}\left(\frac{c^2}{v^2} - 1\right), \qquad a = \frac{c^2 - v^2\varepsilon}{c^2 - v^2}. \tag{26}$$

Интеграл (23) может быть вычислен, когда b очень мало. В этом случае для функций Бесселя можно использовать следующие выражения:

$$K_0(kb) = \frac{1}{2}\ln\frac{4}{3{,}17k^2b^2}, \qquad K_1(k^*b) = \frac{1}{k^*b}, \tag{27}$$

где $3{,}17 = \exp$ (2 × постоянная Эйлера). Получаем

$$W_b = \frac{4ne^4}{mv^2(\varepsilon - 1)} \mathrm{R}\int_0^\infty \left(\frac{1 - x^2 - 2i\eta x}{\varepsilon - x^2 - 2i\eta x} - \frac{v^2}{c^2}\right) ix\,dx \ln\frac{4(1 - x^2 - 2i\eta x)}{3{,}17 g^2 b^2 x^2 (a - x^2 - 2i\eta x)}.$$

Этот интеграл сводится к следующим интегралам, легко вычисляемым с помощью интегрирования в комплексной плоскости:

$$\mathrm{R}\int_0^\infty ix\,dx = 0, \qquad \mathrm{R}\int_0^\infty \frac{ix\,dx}{\varepsilon - x^2 - 2i\eta x} = -\frac{\pi}{2}, \qquad \mathrm{R}\int_0^\infty ix\ln x\,dx = 0,$$

$$\mathrm{R}\int_0^\infty \frac{ix\ln x\,dx}{\varepsilon - x^2 - 2i\eta x} = -\frac{\pi}{4}\ln\varepsilon - \frac{\pi}{2}\frac{\eta}{(\varepsilon - \eta^2)^{1/2}}\operatorname{arctg}\frac{(\varepsilon - \eta^2)^{1/2}}{\eta},$$

$$\mathrm{R}\int_0^\infty \frac{ix\,dx}{\varepsilon - x^2 - 2i\eta x}\ln\frac{a - x^2 - 2i\eta x}{1 - x^2 - 2i\eta x} =$$

$$= \begin{cases} 0 & \text{при } a > 0, \\ -\dfrac{\pi}{2}\ln\dfrac{\varepsilon - a}{\varepsilon} + \dfrac{\pi\eta}{(\varepsilon - \eta^2)^{1/2}}\operatorname{arctg}\dfrac{(\varepsilon - \eta^2)^{1/2}[(\eta^2 - a)^{1/2} - \eta]}{\varepsilon - \eta^2 + \eta(\eta^2 - a)^{1/2}} & \text{при } a < 0, \end{cases}$$

$$\mathrm{R}\int_0^\infty ix\,dx\ln\frac{a - x^2 - 2i\eta x}{1 - x^2 - 2i\eta x} = \begin{cases} \dfrac{1}{2}\pi(1 - a) & \text{при } a > 0, \\ \dfrac{1}{2}\pi(1 - a) - \dfrac{1}{2}\pi[(\eta^2 - a)^{1/2} - \eta]^2 & \text{при } a < 0. \end{cases}$$

Здесь путем интегрирования получается вещественная положительная полуось. Эти интегралы могут быть вычислены с помощью изменения пути интегрирования, т. е. надо двигаться от начала координат в положительном направлении мнимой оси до очень больших расстояний, а затем вернуться на вещественную ось по четверти окружности очень большого радиуса с центром в начале координат, должным образом учитывая сингулярности. Заметим, кроме того, что сходится только вещественная часть этих интегралов. Расходимость мнимой части появилась вследствие использования приближенных выражений (27) для бесселевых функций.

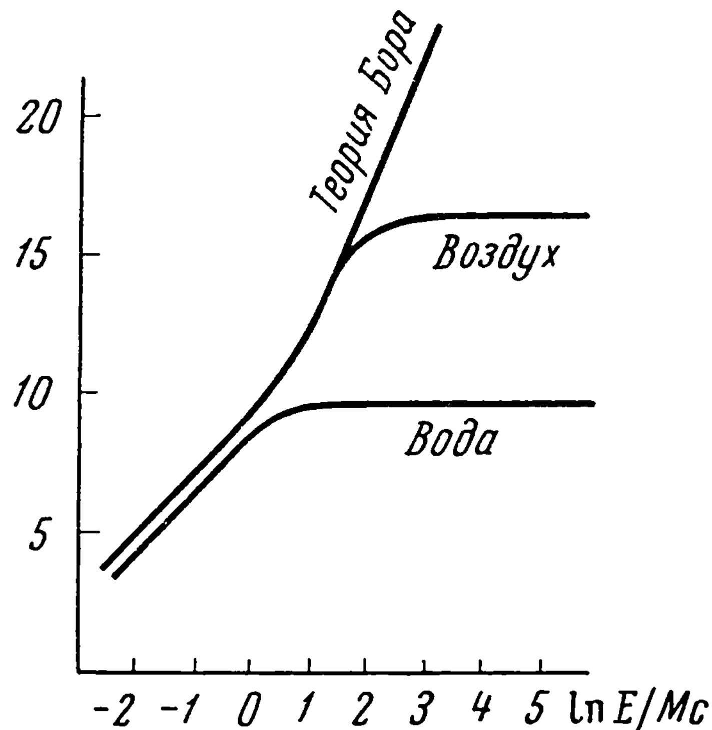


Рис 1. Потери энергии на единичном пути, обусловленные соударениями на расстояниях, бóльших 10^{-8} *см*

Кривые «воздух» и «вода» вычислены по формулам (30) и (31) данной статьи

Для наших целей эта расходимость не имеет значения, так как в формулах используются лишь вещественные части интегралов.

Получаем теперь:

$$W_b = \frac{2\pi ne^4}{mv^2}\left\{\ln\frac{mv^2}{3{,}17\pi ne^2b^2} + \ln\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon(1-v^2/c^2)} - \frac{v^2}{c^2} - \frac{2\eta}{(\varepsilon-\eta^2)^{1/2}}\operatorname{arctg}\frac{(\varepsilon-\eta^2)^{1/2}}{\eta}\right\}$$

$$\text{при } v < \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad (28)$$

$$W_b = \frac{2\pi ne^4}{mv^2}\left\{\ln\frac{mv^2}{3{,}17\pi ne^2b^2} - \frac{v^2}{c^2} + \frac{1-v^2/c^2}{\varepsilon-1}\left[\left(\eta^2 + \frac{v^2\varepsilon-c^2}{c^2-v^2}\right)^{1/2} - \eta\right]^2 - \right.$$

$$\left. - \frac{2\eta}{(\varepsilon-\eta^2)^{1/2}}\operatorname{arctg}\frac{(\varepsilon-\eta^2)^{1/2}}{\left(\eta^2+\frac{v^2\varepsilon-c^2}{c^2-v^2}\right)^{1/2}}\right\} \quad \text{при } v > \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}. \quad (29)$$

Когда затухание пренебрежимо мало ($\lim \eta = 0$), эти выражения принимают вид:

$$W_b = \frac{2\pi ne^4}{mv^2}\left\{\ln\frac{mv^2}{3{,}17\pi ne^2b^2} + \ln\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon(1-v^2/c^2)} - \frac{v^2}{c^2}\right\} \quad \text{при } v < \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad (30)$$

$$W_b = \frac{2\pi ne^4}{mv^2}\left\{\ln\frac{mv^2}{3{,}17\pi ne^2b^2} - \frac{1-v^2/c^2}{\varepsilon-1}\right\} \quad \text{при } v > \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}. \quad (31)$$

Эти результаты можно сравнить с энергетическими потерями, вычисленными по обычной теории в пренебрежении поляризационными эффектами:

$$W_b \text{ (обычная теория)} = \frac{2\pi ne^4}{mv^2}\left\{\ln\frac{mv^2}{3{,}17\pi ne^2b^2} + \ln\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon(1-v^2/c^2)} - \frac{v^2}{c^2}\right\}. \quad (32)$$

Такое сравнение проведено на рис. 1. Кривые соответствуют потерям энергии (в единицах $2\pi ne^4/mv^2$) на единичном пути, обусловленным соударениями на расстояниях, превышающих 10^{-8} *см*. Они вычислялись по

обычной формуле (32) и по формулам (30) и (31) настоящей теории для воздуха при стандартных условиях и для воды. В обоих случаях различия между результатами при малых энергиях очень невелики. При больших энергиях потери энергии, вычисленные по обычной теории, продолжают логарифмически возрастать с ростом энергии, тогда как поляризация приводит к появлению плато у кривых для воды и воздуха, так что W_b остается конечным даже при бесконечно большой энергии частицы.

Из формул (28) и (29) легко видеть, что предельное значение W_b для $v = c$ не зависит ни от собственной частоты ν_0 дисперсионных осцилляторов, ни от константы затухания η. Оно определяется только числом электронов в единице объема:

$$W_b(v = c) = \frac{2\pi n e^4}{mc^2} \ln \frac{mc^2}{3{,}17\pi n e^2 b^2}\,. \tag{33}$$

Как отсюда видно, для частицы очень большой энергии потери энергии в слоях различных веществ с одинаковым количеством электронов на 1 *см*^{2} тем меньше, чем больше электронная плотность n вещества (см. рис. 1, кривые для воды и воздуха).

Если затухание η дисперсионных осцилляторов невелико, то интеграл (23) можно вычислить для произвольных значений b, используя точные выражения для функций Бесселя, а не приближенные выражения (27). При этом получим

$$W_b = \frac{2\pi n e^4}{mv^2}\left[\frac{2b\nu_0\sqrt{\varepsilon}}{v} K_0\left(\frac{b\nu_0\sqrt{\varepsilon}}{v}\right) K_1\left(\frac{b\nu_0\sqrt{\varepsilon}}{v}\right) - \frac{v^2}{c^2} - \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)\right] \quad \text{при} \quad v < \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}, \tag{34}$$

$$W_b = \frac{2\pi n e^4}{mv^2}\left[\frac{2b\nu_0\sqrt{\varepsilon}}{v} K_0\left(\frac{b\nu_0\sqrt{\varepsilon}}{v}\right) K_1\left(\frac{b\nu_0\sqrt{\varepsilon}}{v}\right) - \frac{1 - v^2/c^2}{\varepsilon - 1} + \ln\frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1}\right] \quad \text{при} \quad v > \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}. \tag{35}$$

При очень малых b эти выражения принимают вид (30) и (31). Интересно отметить, что при очень больших b величина W_b не обращается в нуль, как этого можно было бы ожидать. Действительно, при $b = \infty$ из формул (34) и (35) следует:

$$W_\infty = \frac{2\pi n e^4}{mv^2}\left[-\frac{v^2}{c^2} - \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)\right] \quad \text{при} \quad v < \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}, \tag{36}$$

$$W_\infty = \frac{2\pi n e^4}{mv^2}\left[-\frac{1 - v^2/c^2}{\varepsilon - 1} + \ln\frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1}\right] \quad \text{при} \quad v > \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}. \tag{37}$$

Величина W_∞ соответствует части энергии частицы, теряемой в виде излучения. Такое излучение было действительно наблюдено Черенковым[3]. Нетрудно видеть, что оно происходит в таких интервалах частот, для ко-

[3] P. Čerenkov. Comptes rendus de l'Acad. Sci. U. R. S. S., 1937, 14, 101.

торых фазовая скорость света в данной среде меньше скорости частицы. Теория такого излучения была развита Таммом и Франком [4]; они пользовались методами, близкими к использованным нами, и получили близкие результаты. Следует указать, что, как вытекает из приведенных формул, черенковское излучение не представляет энергетические потери, которые надо добавлять к потерям, вычисленным по теории Бора, а образует часть потерь в теории Бора. Это видно из того обстоятельства, что формулы (30), (31), учитывающие черенковское излучение, в предельном случае малых плотностей ($\varepsilon = 1$), когда поляризационные эффекты пренебрежимо малы, дают те же результаты, что и формула (32) теории Бора.

До сих пор мы рассматривали явления, происходящие на расстояниях, превышающих межатомные, когда законно применять макроскопическую электродинамику. Описание влияния соударений при малых расстояниях требует квантовомеханического описания как процесса соударения, так и поля проходящей частицы и его изменения вследствие поляризации других атомов. Однако если предположить, что влияние поляризации на соударения при малых расстояниях невелико, то можно использовать обычную теорию, развитую Бете и Блохом для вычисления энергетических потерь при таких соударениях.

При таком предположении разница между результатами вычислений по формулам (30) и (31), т. е. по развитой здесь теории, и по формуле (32), т. е. по теории Бора, может рассматриваться как поправка, учитывающая влияние поляризации. Таким образом, энергетические потери на единице длины пути меньше потерь, указываемых обычной теорией, на величину

$$\frac{2\pi ne^4}{mv^2}\ln\varepsilon \qquad \text{при} \quad v<\frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}, \tag{38}$$

$$\frac{2\pi ne^4}{mv^2}\left[\ln\frac{\varepsilon-1}{1-v^2/c^2}+\frac{1-\varepsilon v^2/c^2}{\varepsilon-1}\right] \qquad \text{при} \quad v>\frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}. \tag{39}$$

Для малых скоростей поправка пренебрежимо мала, тогда как для очень больших энергий она составляет более 50% значения энергетических потерь, вычисленных по обычной теории.

Для очень больших энергий потери по обычной теории составляют

$$\frac{2\pi ne^4}{mc^2}\ln\frac{mc^2W}{(1-v^2/c^2)\,\hbar^2\nu_0^2}. \tag{40}$$

Из формулы (39) для очень больших энергий получается асимптотическое выражение

$$\frac{2\pi ne^4}{mc^2}\left[\ln\frac{\pi m^2c^2W}{ne^2h^2}-1\right]. \tag{41}$$

Заметим, что в него не входит собственная частота электронов, а входит только число электронов в единице объема.

[4] I. Frank, Ig. Tamm. Comptes rendus de l'Acad. Sci. U.R.S.S., **1937**, **14**, **109**.

Применения

Согласно развитой здесь теории следует ожидать очень слабого влияния поляризации на тормозную способность различных материалов для α-частиц, протонов и дейтронов, имеющих энергии вплоть до нескольких *Мэв*. Во всех этих случаях скорость мала по сравнению с c, так что следует использовать формулу (38). Она приводит к совершенно пренебрежимым поправкам в случае воздуха, так как здесь ε очень близко к единице. Для тормозной способности твердых тел или жидкостей можно ожидать поправок порядка нескольких процентов. Такие отклонения, по-видимому, недостаточно велики, чтобы их можно было обнаружить. Кроме того, при таких малых скоростях, как в рассматриваемом случае, производимая частицей ионизация простирается недостаточно далеко от ее траектории, чтобы описание поля на языке макроскопической электродинамики было хорошим приближением.

Для β-частиц, особенно с энергией порядка миллионов электронвольт, можно ожидать большего эффекта. Для воздуха поправка вновь пренебрежимо мала, но для конденсированных сред она достигает заметной величины, особенно для β-частиц высокой энергии. Энергетические потери на 1 *см* пути в воде, вычисленные по обычной теории, составляют для β-частиц с энергией 10^6, 10^7 и 10^8 *эв* соответственно 1,93; 2,15 и 2,72 *Мэв*. Поправки (38), (39) уменьшают эти потери до 1,83; 1,75 и 1,94 *Мэв*, если взять $\varepsilon = 1{,}7$. Но так как эффективное ε может быть и столь малым, как 1,1, то исправленные энергетические потери могут составлять 1,92; 1,91 и 2,09 *Мэв*. Очень трудно сравнивать эти результаты с имеющимися экспериментальными данными, хотя в некоторых случаях поправки достаточно велики. Действительно, данные при относительно малых энергиях искажены рассеянием [5], а при больших энергиях — радиационными потерями энергии.

Результаты для мезотронов показаны на рис. 2. Они вычислялись для воздуха, воды и свинца при массе покоя мезотрона, равной 80 *Мэв*. По оси абсцисс отложена энергия мезотрона в логарифмической шкале; по оси ординат — энергетические потери в единицах $2\pi n e^4/mv^2$. Кривые A вычислены по формуле Блоха; кривые $Б$ учитывают влияние поляризации согласно данной теории. Следует заметить, что неточное знание закона дисперсии делает довольно неопределенной форму кривых $Б$ в том районе, где они начинают заметно отклоняться от соответствующих кривых A. Для несколько бóльших энергий кривые $Б$ становятся практически независимыми от закона дисперсии и определяются формулой (41).

Согласно этой формуле, потери энергии в слое, содержащем N электронов на 1 *см*^{2}, зависят от электронной плотности n в слое. Разница между потерями энергии в слоях с одинаковым N, но различными

---

[5] M. M. Slawsky, H. R. Crane. Phys. Rev., 1939, 56, 1203.

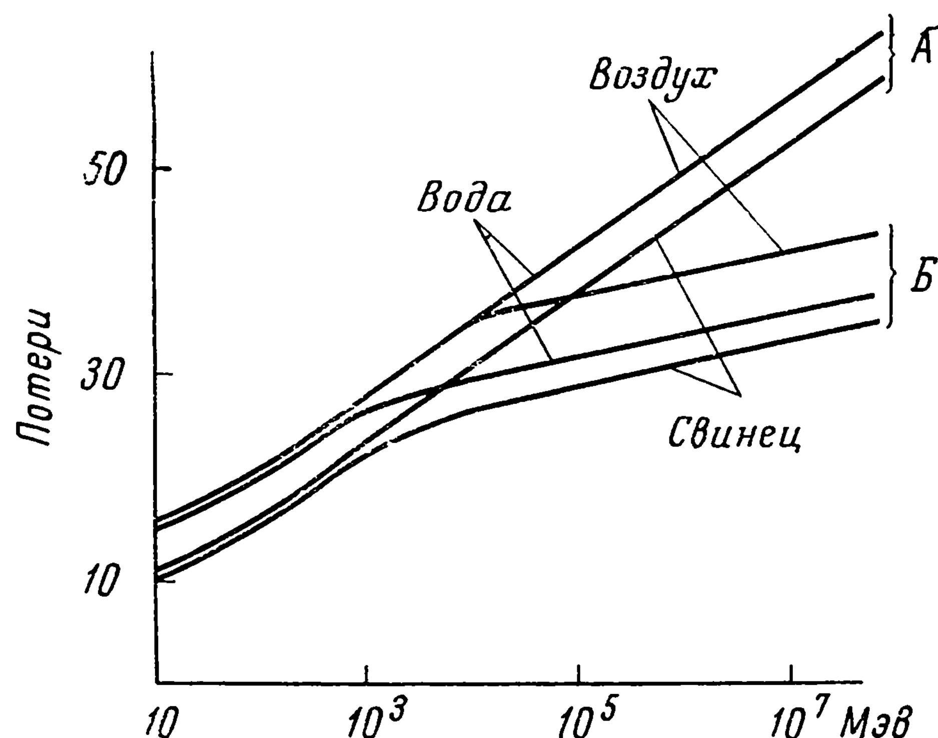


Рис. 2. Потери энергии в единицах $2\pi ne^4/mv^2$ в воздухе, воде и свинце для мезотронов различных энергий

Кривые A вычислены по формуле Блоха; кривые $Б$ исправлены на поляризационные эффекты согласно развитой в статье теории

плотностями электронов n_1 и n_2, равна

$$W_1 - W_2 = \frac{2\pi Ne^4}{mc^2} \ln \frac{n_2}{n_1}, \tag{42}$$

т. е. в веществе с большей плотностью потеря энергии меньше. Выражение (42) справедливо только для довольно больших энергий мезотрона. Для меньших энергий, как видно из рис. 2, эта разница существенно меньше и зависит от разницы в атомных номерах веществ, а различие в плотностях сказывается не так сильно.

В нескольких экспериментах наблюдалось разное поглощение мезотронов в воздухе и конденсированных средах, причем коэффициент массового поглощения для конденсированных сред был меньше, чем для воздуха [6]. Это различие обычно рассматривается как доказательство спонтанного распада мезотрона. Поскольку экспериментально наблюдавшиеся и вычисленные по формуле (42) изменения поглощения направлены одинаково, интересно провести их количественное сравнение. Действительно, если бы удалось показать, что формула (42) объясняет всё наблюдавшееся различие, то это зачеркнуло бы самый сильный аргумент в пользу распада мезотрона.

Эксперименты по нахождению величины различий в поглощении выполнялись различными способами. В одном из типов эксперимента, как, например, в опыте Эмерта [7], с помощью наклона счетчиков на угол ϑ по отношению к вертикали измеряется поглощение в толщинах воздуха, бóльших атмосферной. Слой, проходимый лучами в этом случае, в $1/\cos\vartheta$ раз больше, чем при вертикальном прохождении лучей. Таким путем можно получить кривую поглощения в воздухе для толщин, во много раз превышающих толщину атмосферы. Эта кривая поглощения сравнивается с кривой, полученной со счетчиками, находящимися под водой или кон-

[6] Критический обзор литературы по этому вопросу см.: B. R o s s i. Rev. Mod. Phys., 1939, **11**, 296.

[7] A. E h m e r t. Zeits. f. Physik, 1937, **106**, 751.

денсированными веществами. Эксперименты такого типа показывают, что под толстыми слоями воздуха и конденсированной среды эквивалентной толщины интенсивность мезотронной компоненты космического излучения различна. После прохождения поглотителя из плотного вещества интенсивность примерно в два раза больше, чем после эквивалентного слоя воздуха.

Чтобы оценить, какую долю этой разницы можно объяснить данной теорией, примем, что средняя плотность воздуха на пути мезотрона составляет $1/e$ от плотности на уровне моря, т. е. 0,00045, что соответствует электронной плотности $n_{\text{воздух}} = 1{,}36 \cdot 10^{20}$. В качестве типичной конденсированной среды возьмем воду, для которой электронная плотность $n_{\text{вода}} = 3{,}35 \cdot 10^{23}$. Согласно соотношению (42), это соответствует различию в 0,60 *Мэв* между потерями энергии в 1 *г/см*^{2} воздуха и содержащем то же количество электронов слое воды. Для мезотронов с энергией 10^4 *Мэв* потеря энергии составляет примерно 2,8 *Мэв·см*^{2}*/г*. Тогда потеря в эквивалентном количестве воды составляет всего 2,2. Поэтому отношение энергий, которыми должен обладать мезотрон для прохождения толстого слоя воздуха или эквивалентного слоя воды, составляет $2{,}8/2{,}2 = 1{,}27$. Если предположить, что энергетическое распределение мезотронов таково, что число мезотронов с энергией больше W пропорционально $W^{-1,9}$, то числа мезотронов, наблюдаемых под эквивалентными и очень толстыми слоями конденсированной среды и воздуха, должны находиться в отношении $1{,}27^{1,9} = 1{,}58$. Итак, теоретически ожидаемый эффект по порядку величины совпадает с наблюдаемым экспериментально. Однако развитая здесь теория, по-видимому, не в состоянии объяснить больше половины наблюдаемого эффекта. Если оставшуюся долю эффекта интерпретировать как обусловленную распадом мезотрона, то величина периода полураспада этой частицы должна быть увеличена вдвое по сравнению с обычными оценками.

В другом типе эксперимента, как в недавнем опыте Росси и др. [8], измеряется (с графитовым поглотителем и без него) вертикальная составляющая интенсивности мезотронной компоненты космического излучения на различных высотах. Таким образом, поглощение в воздухе и графите сравнивается непосредственно. Графит используется для возможно более полного исключения эффектов, связанных с разницей в атомных номерах. Такая постановка эксперимента имеет то преимущество, что она не связана с предположением об изотропности первичного излучения, попадающего в атмосферу. Кроме того, использовавшиеся поглотители относительно тонки (82 *г/см*^{2} графита и 12,7 *см* свинца). Поэтому эффект возможного распада мезотрона измеряется для мезотронов с относительно небольшими энергиями, так что кажущееся увеличение периода полураспада, обусловленное релятивистскими эффектами, не очень велико. С другой стороны, наблюдавшиеся величины поглощения довольно малы

---

[8] B. Rossi, H. V. N. Hilberry, J. B. Hoag. Phys. Rev., 1939, **56**, 837.

(от 10 до 20%) и поэтому более чувствительны к возможным геометрическим переходным эффектам, когда над счетчиками помещается графит. Однако проф. Росси сообщил мне, что после очень тщательного рассмотрения он исключает заметное влияние таких эффектов на свои результаты. Так как этот эксперимент относится к мезотронам с энергией в несколько сотен *Мэв*, то поляризационные эффекты, обсужденные в настоящей статье, очень слабо повлияют на его результаты (см. рис. 2). Итак, найденный в указанном эксперименте эффект следует приписать, по-видимому, распаду мезотрона.

Заметим в заключение, что при учете поляризационных эффектов оценки энергии сильно проникающих мезотронов несколько изменяются. Так, энергия мезотронов, способных пройти $1{,}5 \cdot 10^5$ *г/см*^{2} вещества, должна быть уменьшена с $5{,}6 \cdot 10^5$ *Мэв* примерно до $3{,}9 \cdot 10^5$ *Мэв*.

Получена 22 января 1940 г.
Пьюпиновские физические лаборатории,
Колумбийский универсистет,
Нью-Йорк, штат Нью-Йорк

К статье 86

Весну 1940 г. Ферми провел в Калифорнийском университете, в Беркли, читая там Хичкоковские лекции. В то время им целиком владели мысли о делении; я изучал продукты деления, а новый 60-дюймовый циклотрон, имевший пучок альфа-частиц, как раз начал работать. Мы решили облучить уран альфа-частицами и посмотреть, что из этого выйдет. В нижеследующей короткой статье и описывается то, что могло быть тогда сделано; работа была оставлена, по существу, неоконченной.

Из-за секретности мы не обсуждали вопросов, связанных с цепной реакцией в уране.

Во время этого визита Ферми в Беркли мы безуспешно пытались обнаружить влияние плотности на тормозную способность вещества для заряженных частиц, обсуждавшееся в статье 85.

Э. Сегре

86

ДЕЛЕНИЕ УРАНА АЛЬФА-ЧАСТИЦАМИ *

(Совместно с Э. Сегре)

Ранее наблюдалось деление урана под действием нейтронов, дейтронов и гамма-лучей. Пучок альфа-частиц с энергией 32 *Мэв* от 60-дюймового циклотрона Крокеровской радиационной лаборатории предоставил возможность попытаться вызвать деление бомбардировкой урана альфа-частицами.

Слойураната аммония толщиной в несколько миллиметров облучался пучком альфа-частиц с энергией 32 *Мэв* и интенсивностью несколько миллиампер в течение примерно одной минуты; затем в этом слое химическими методами разыскивались некоторые характерные продукты деления урана. Были найдены иод (54 *мин*), иод (3,4 *час*), I^{133} (22 *час*), I^{131} (8 дн.); в некоторых случаях были обнаружены также изотопы теллура, члены тех же самых цепочек.

Для того чтобы показать, что активация не обусловлена вторичными нейтронами, мы исследовали обе стороны толстой урановой мишени. На той ее стороне, которая не подвергалась непосредственно воздействию пучка, не было обнаружено практически никакой активности. Для того чтобы исключить также возможность примеси дейтронов к самому пучку,

---

* *Fission of Uranium by Alpha-Particles.* (With E. Segrè.) Phys. Rev., 1941, 59, 680—681.

было показано, что отношение активностей 93^{239} и продуктов деления на порядок меньше того, которое наблюдается при бомбардировке дейтронами. Сама активность элемента 93 обусловлена, вероятно, небольшой остаточной примесью дейтронов в пучке или вторичными нейтронами.

Мы искали также возможное запаздывающее деление, для чего через несколько минут после конца облучения образец подносился к ионизационной камере, соединенной с линейным усилителем. Больших импульсов, обусловленных делением, обнаружено не было.

Потенциальный барьер для альфа-частиц, сталкивающихся с ураном, по оценке составляет почти 30 *Мэв*. Однако прозрачность барьера для частиц с энергиями вплоть до энергий, на 4—5 *Мэв* меньших высоты барьера, все еще достаточно велика, чтобы они с большой вероятностью могли проникнуть внутрь ядра. Если эти оценки верны, то сечение образования составного ядра ураном и альфа-частицей должно быть велико даже при энергиях несколько меньше 25 *Мэв*.

Энергия возбуждения составного ядра меньше кинетической энергии альфа-частицы, так как в конце периодической системы процесс испускания альфа-частицы из ядра экзотермичен. Вследствие этого энергия возбуждения составного ядра, видимо, на 5—10 *Мэв* меньше кинетической энергии альфа-частицы. В соответствии с энергией первичных частиц это составляет возбуждение от 15 до 27 *Мэв*, вполне достаточное для деления составного ядра. Действительно, оно настолько велико, что могут быть испарены 2 или 3 нейтрона и еще останется возбуждение, достаточное для деления.

В заключение мы хотели бы поблагодарить проф. Э. Лоуренса за интерес к работе, Исследовательскую корпорацию за финансовую поддержку и фонд Хичкока за предоставление одному из нас возможности посетить Радиационную лабораторию.

24 февраля 1941 г.
Физический отдел, Радиационная лаборатория,
Калифорнийский университет,
Беркли, Калифорния

К статье 87

Результаты долгих вычислений потерь энергии на ионизацию, должно быть, несколько разочаровали Ферми. Они подходили для иллюстрации оброненной им однажды фразы, что с точностью 10% он завершит почти любой расчет меньше чем за день, но для увеличения точности в три раза ему может понадобится полгода.

Окончание этой работы совпало с тем, что я, как нашел Ферми, достаточно далеко продвинулся в диссертационных исследованиях резонансного захвата нейтронов ураном. Поэтому я описал свои результаты и снова присоединился к нему.

В то время Сцилард выдвинул идею засекречивания урановых исследований. Будущая разрушительная мощь цепной реакции уже была для него реальной. Поэтому ему не давала покоя мысль о том, что исследования в Германии могут развиваться быстрее, чем в Америке. Если бы ядерное оружие очутилось в руках нацистов раньше, чем у нас, то это предрешило бы гибель мира; поэтому было очень важно, чтобы они не знали ни о наших успехах, ни даже о нашем интересе к урану. Для создания прецедента отказа от публикации, по крайней мере в «Physical Review», Сциларду была нужна статья. Для этой цели прекрасно подошла моя работа по резонансному поглощению в уране, уже прошедшая корректуру. Декан Дж. Пегрэм дал гарантии и внес залог (75 долларов) в библиотеку Колумбийского университета. Тем самым была обеспечена публикация моей работы в отдаленном будущем, а я смог получить степень доктора. С этого времени издатели «Physical Review» могли обращаться к авторам, присылавшим им статьи по урановой проблеме, с просьбой об отказе от публикации. Это было необходимо только в случае исследований, проводившихся с помощью частных фондов. Об исследованиях, субсидируемых правительством, сообщалось в работах с грифом «секретно», рассылавшихся по ограниченному списку заинтересованным лицам.

Примерно в это же время начали приносить плоды усилия Сциларда по добыванию графита для исследования характеристик поглощения нейтронов. В Пьюпиновскую физическую лабораторию стали прибывать тщательно упакованные в картон графитовые бруски, пока не пришли все полторы тонны, нужные для эксперимента. Ферми с энтузиазмом вернулся к поискам путей осуществления цепной реакции: физика такого рода нравилась ему больше всего. Совместно мы сложили аккуратный штабель из графитовых брусков, прорéзали в некоторых брусках узкие щели для постановки нейтронных детекторов — родиевых фольг, и вскоре были готовы к измерениям.

Родиевый детектор нейтронов был любимым детектором Ферми. Он использовал его еще в римских экспериментах. Радиоактивность, наводимая в родии медленными нейтронами, имеет вполне короткий период: 44 секунды. Это оставляет очень мало времени для того, чтобы переместить фольгу после конца облучения под счетчик Гейгера. Он располагался в кабинете Ферми, на некотором расстоянии от лаборатории, где стоял графитовый штабель (это потребовалось для того, чтобы нейтронный источник не влиял на счетчик Гейгера). Каждое измерение выполнялось по жесткому графику. В щель вставлялась родиевая фольга, ставился источник и через минуту удалялся. Чтобы успевать перенести родиевую фольгу к прибору, ставить ее под счетчик Гейгера и закрывать свинцовую защиту за предназначенные на все это

20 секунд, нам пришлось побегать. Ферми с секундомером в руках к заданному моменту всегда был готов перебросить тумблер счетного устройства. Затем он с явным наслаждением следил за миганием пересчетки, постукивая пальцами по скамье в такт щелканью регистратора. Такого рода свидетельства существования радиоактивного распада никогда не переставали доставлять ему удовольствие.

Результаты работы имели величайшее значение для Уранового проекта. В ней были изложены основные принципы теоретического описания поведения нейтронов в замедляющих веществах. Процесс замедления был описан с помощью дифференциального уравнения диффузии, получившего позднее известность как «уравнение возраста» и широко применявшегося в работах Уранового проекта. Ферми использовал метод, разработанный им ранее, в работе «К движению нейтронов в водородсодержащих веществах» (статья 74). После того, как нейтроны достигли тепловых энергий, они продолжают диффундировать в веществе до тех пор, пока не покинут его или не будут поглощены. Из теоретического анализа, следующего этой точке зрения, вытекало, что сечение поглощения графита может быть вычислено по экспоненциальному убыванию нейтронной интенсивности, наблюдающемуся при удалении от источника. Именно этот метод был принят для проверки всех последующих партий графита, которые по мере развертывания работ поступали во все возрастающем количестве.

Г. Андерсон

87

ОБРАЗОВАНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В УГЛЕРОДЕ *

(Совместно с Г. Андерсоном)

Были исследованы процессы замедления нейтронов и поглощения тепловых нейтронов в графите. Процесс замедления описывается как диффузия нейтронов; из экспериментальных результатов найдены соответствующие константы диффузии. Для того чтобы определить сечение захвата в углероде, была также исследована стадия диффузии тепловых нейтронов, которая устанавливается после стадии замедления. Сечение захвата для использовавшегося нами графита составляет $3 \cdot 10^{-27}$ *см*^{2}.

Если источник, находящийся внутри замедляющего вещества, испускает быстрые нейтроны, то происходят два совершенно различных процесса диффузии. В первом из них быстрые нейтроны многократно сталкиваются с ядрами вещества, теряя при этом энергию. Так продолжается до тех пор, пока они не достигнут тепловых энергий. После этого начи-

* *Production and Absorption of Slow Neutrons by Carbon.* (With H. Anderson.) Отчет А-21 (25 сентября 1940 г.).

нается второй процесс диффузии: нейтроны продолжают перемещаться в веществе, уже не теряя энергии, до тех пор пока они не поглотятся. Длина диффузионного пути в течение стадии замедления определяется числом столкновений, необходимых для уменьшения первоначальной энергии нейтрона до тепловых значений. Длина пути при тепловой диффузии зависит от сечения поглощения тепловых нейтронов в данном материале. Нами были исследованы оба процесса диффузии в графите.

Для удобства изложения мы будем перед описанием экспериментов приводить некоторые соотношения, которые понадобятся при интерпретации результатов.

Процесс замедления

Если рассеяние нейтронов на углероде предположить упругим и сферически симметричным в системе центра инерции, то можно легко показать, что энергия после соударения, E', может с равной вероятностью принимать любые значения между максимальным, E, и минимальным, $\frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}E = 0{,}716E$, где E — значение энергии до соударения, а $A = 12$ — атомный вес углерода. Средний логарифмический декремент энергии определяется выражением

$$\mu = \overline{\ln E/E'} = 1 - \frac{(1-\alpha)^2}{2\alpha} \ln \frac{1+\alpha}{1-\alpha} = 0{,}158, \qquad (1)$$

где $\alpha = 1/A$. Отсюда следует, что для уменьшения энергии с 10^6 *эв* до 1 *эв* потребуется в среднем около 87 столкновений, а для уменьшения до тепловой энергии — около 110 столкновений.

Рассмотрим нейтрон с начальной энергией E_0, находящийся внутри бесконечно большого графитового блока. После N соударений энергия нейтрона уменьшится до значения E_1. Пусть расстояние между начальным и конечным положениями этого нейтрона будет равно r. Если пренебречь как коррелированностью направлений пробега между последовательными соударениями, так и зависимостью среднего свободного пробега, λ, от энергии, то для $\overline{r^2}$ получится простое выражение $\overline{r^2} = 2\lambda^2 N$. Если же учесть эти факторы, то, как можно показать,

$$\overline{r^2} = \frac{6}{(3-2\alpha)\mu} \int_{E_1}^{E_0} \lambda^2(E)\, dE/E = 13{,}4 \int_{E_1}^{E_0} \lambda^2(E)\, dE/E. \qquad (2)$$

Однако эта формула не может быть использована для точных вычислений $\overline{r^2}$ вследствие того, что значения λ для быстрых нейтронов известны недостаточно точно.

Если N — большое число, то распределение конечных положений нейтрона в пространстве описывается гауссовской функцией вида

$$e^{-r^2/r_0^2}. \qquad (3)$$

В дальнейшем величина r_0 будет называться пробегом нейтронов. Она связана с $\overline{r^2}$ соотношением

$$r_0^2 = \frac{2}{3}\overline{r^2}. \qquad (4)$$

В действительности распределение медленных нейтронов, принадлежащих к данной резонансной полосе, вокруг точечного источника быстрых нейтронов, находящегося внутри графита, будет лишь приблизительно гауссовским. Отклонений от нормального распределения следует ожидать как потому, что источник испускает немоноэнергетические нейтроны, так и потому, что число соударений N (около 87 для родиевой полосы) недостаточно велико.

Мы изучили замедление нейтронов, испущенных (Rn + Be)-источником, до энергий, соответствующих резонансам родия (около 1 *эв*) и иода (около 100 *эв*). С этой целью измерялась активация родиевых и иодных детекторов, располагавшихся внутри графита. Для исключения влияния тепловых нейтронов детекторы были защищены кадмием. При этих опытах желательно использовать достаточно большое количество углерода, чтобы испущенные источником быстрые нейтроны не могли вылететь из графита, еще не замедлившись до резонансной энергии. Поскольку имевшегося в нашем распоряжении графита (около четырех тонн) было недостаточно для выполнения этого условия, мы расположили графитовые бруски в виде прямоугольного параллелепипеда размерами $91 \times 91 \times 245$ *см*^{3}. При этом граничными эффектами можно было пренебречь для наибольшей стороны, но не для меньших сторон. Эта графитовая колонна располагалась вертикально в центре большой комнаты, чтобы свести до минимума влияние рассеяния на стенах. Источник ставился внутри колонны в фиксированном положении, а детектор мог перемещаться по вер-

Таблица I

Относительная активность, наводимая в родиевом детекторе

z, *см*	Активность	z, *см*	Активность	z, *см*	Активность
—29,0	0,477	21,8	0,629	72,6	0,0273
—18,8	0,705	32,0	0,408	82,8	0,0169
— 8,7	0,914	42,1	0,230	92,9	0,00778
1,5	0,992	52,3	0,1162	103,1	0,00289
11,7	0,869	62,5	0,0564		

тикальной щели. Для каждого положения детектора производилось измерение наведенной в нем активности. В качестве детекторов использовались родиевые фольги размером 5 × 5 *см*² и толщиной 0,126 *г/см*² и диски из PbI_2, диаметром 6 *см* и толщиной 0,35 *г/см*². Мы приняли декартову систему координат, у которой ось *z* была направлена вертикально, плоскость *xy* проходила через положение источника, а начало координат помещалось в одном из углов квадратного сечения параллелепипеда. При этом координаты точки, в которой располагался источник, были $x = 50{,}8$ *см*; $y = 30{,}4$ *см*; $z = 0$; основание параллелепипеда имело координату $z = -91$ *см*, а координаты щели были $x = 40{,}6$ *см*; $y = 45{,}7$ *см*. В табл. I приведены активности родиевого детектора в зависимости от координаты *z*, а в табл. II — такие же данные для иодного детектора. Эти

Таблица II

Относительная активность, наводимая в иодном детекторе

z, см	Активность	*z, см*	Активность
—20	0,602	40	0,189
0	1,000	60	0,0422
20	0,584	80	0,0081

результаты нанесены также на рис. 1. Кривые являются лишь приближенно гауссовскими; экспериментальные точки при больших *z* лежат значительно выше гауссовской кривой, проведенной через начальные точки.

Хотя наши эксперименты были проведены при весьма специфической геометрии, их результаты тем не менее позволяют сделать некоторые об-

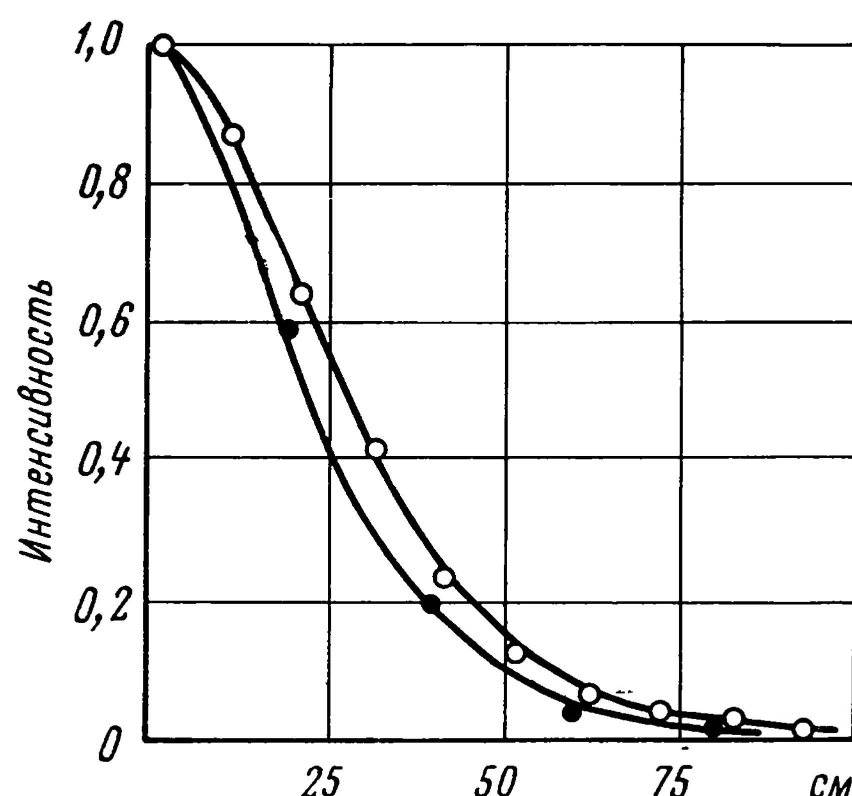


Рис. 1. Распределение нейтронов с энергией родиевого резонанса (○) и иодного резонанса (●)

По оси абсцисс отложены расстояния *z* от горизонтальной плоскости, в которой находится источник; по оси ординат отложены измеренные активации родиевого и иодного детекторов, защищенных кадмием; кривые вычислены по формулам (11) и (12)

щие выводы. Предположим, что процесс замедления может быть описан как процесс диффузии, при котором нейтрон, замедляясь до некоторого определенного значения энергии, испытывает большое постоянное число соударений N. Тогда процесс замедления может быть описан диффузионным уравнением

$$\Delta q = \frac{\partial q}{\partial t}, \tag{5}$$

где q — плотность нейтронов, замедленных до данной энергии, а t — параметр, зависящий от энергии нейтронов и имеющий размерность квадрата длины. Параметр t возрастает с уменьшением энергии и должен быть пропорционален числу соударений N, требующемуся для замедления нейтрона до данной энергии при постоянном λ. Точное выражение для t имеет вид

$$t = \frac{13,4}{6} \int\limits_{E_1}^{E_0} \lambda^2 (E)\, dE/E. \tag{6}$$

Оно может быть получено, например, если рассмотреть точечный источник нейтронов в бесконечной графитовой среде. Решение уравнения (5) в этом случае выглядит так:

$$\frac{1}{8\pi^{3/2} t^{3/2}}\, e^{-r^2/4t}.$$

Этому распределению соответствует $\overline{r^2}$, равное $6t$. Отсюда, с помощью соотношения (2), t может быть явно выражено через средний свободный пробег и энергию. Для пробега нейтронов, согласно (4), имеем

$$r_0^2 = 4t. \tag{7}$$

При таком определении t пространственное распределение нейтронов данной энергии в нашей геометрии может быть получено решением уравнения диффузии (5) при следующих граничных условиях: при $t = 0$ плотность n представляет собой δ-функцию в точке расположения источника, а на границе графитового блока $n = 0$. Конечность среднего свободного пробега можно учесть, принимая, что граница находится снаружи графитового блока на расстоянии $\lambda/\sqrt{3}$ от его поверхности. Для вытянутого прямоугольного параллелепипеда решение уравнения (5) можно выразить в виде

$$f(x, y, t)\, e^{-z^2/4t}, \tag{8}$$

где $f(x, y, t)$ — быстро сходящийся ряд Фурье по аргументам x и y, который легко вычисляется при задании размеров основания и положения источника. Видно, что как зависимость распределения от z, так и пробег

нейтронов не связаны с размером основания параллелепипеда и совпадают с соответствующими величинами для бесконечного блока.

Будем сначала интерпретировать наши результаты с помощью этого простого теоретического подхода. Активность, наведенная в данном детекторе (защищенном кадмием), пропорциональна плотности нейтронов соответствующей резонансной энергии. Поэтому следует ожидать, что экспериментальные точки (табл. I и II) расположатся на гауссовских кривых. В действительности же достигается лишь приблизительное согласие. Родиевая кривая приближенно описывается гауссовской функцией с пробегом r_0 (Rh) = 34 *см*, а для иода r_0 (I) = 29 *см*. Различие родиевой и иодной кривых обусловлено тем, что у иода энергия резонанса выше, чем у родия. По разности пробегов можно определить отношение резонансных энергий иода и родия. Считая λ не зависящей от энергии в этой области, получим с помощью уравнений (2) и (4)

$$r_0^2(\mathrm{Rh}) - r_0^2(\mathrm{I}) = 20{,}6\lambda^2 \lg (E_\mathrm{I}/E_\mathrm{Rh}). \quad (9)$$

Отсюда, принимая для графита с плотностью 1,63 *г/см*³ значение λ = 2,55 *см*[1], получим $\lg (E_\mathrm{I}/E_\mathrm{Rh}) = 2{,}35$ и $E_\mathrm{I}/E_\mathrm{Rh} = 220$. Это значение примерно в два раза больше полученного по методу поглощения в боре (около 100). Следует отметить, что в нашем эксперименте измеряется логарифм отношения энергий. Точность опытов такова, что не исключена возможность 20%-ной ошибки в значении логарифма. Это может объяснить указанное различие.

По распределению нейтронов, имеющих энергию родиевого резонанса, легко найти распределение нейтронов, только что достигших тепловых энергий. Предполагая, что энергия родиевого резонанса в 40 раз больше тепловой энергии, получаем соотношение, аналогичное (9): r_0^2 (тепловое)—r_0^2(Rh)= 20,6 λ^2 lg 40 и r_0 (тепловое)=37 *см*. При этом мы пренебрегали малыми эффектами химической связи.

Более точное феноменологическое описание процесса замедления может быть получено по существу в том же самом духе, но в предположении существования двух групп нейтронов с различными пробегами при диффузии. Это предположение в какой-то мере поддерживается тем соображением, что некоторые нейтроны замедляются до данной энергии при меньшем числе соударений, а другие — при большем. Эмпирическое описание, которое вполне точно отображает экспериментальные результаты, состоит в следующем В бесконечной среде графита закон распределения нейтронов, только что достигших тепловых энергий, состоит из наложения двух гауссовских функций:

$$q_{\text{тепл}} = 0{,}16e^{-r^2/29{,}9^2} + 0{,}84e^{-r^2/46{,}4^2}. \quad (10)$$

---

[1] H. B. Hanstein, J. R. Dunning. Phys. Rev., 1940, 57, 565.

Пробеги «родиевых» и «иодных» нейтронов соответственно меньше и могут быть получены из тепловых пробегов аналогично уравнению (9). Для родия пробеги составляют 26 и 44 *см*, а для иода — 19,3 и 40,4 *см*. Используя эти результаты и применяя уравнение (5) при граничных условиях, налагаемых нашей геометрией, получаем функцию распределения для родия

$$0{,}5e^{-r^2/26^2} + 0{,}5\, e^{-r^2/44^2} \tag{11}$$

и функцию распределения для иода

$$0{,}51e^{-r^2/19{,}3^2} + 0{,}49\, e^{-r^2/40{,}4^2}. \tag{12}$$

Эти функции показаны на рис. 1. Как видно, они хорошо согласуются с экспериментальными точками.

Поглощение тепловых нейтронов в углероде

Нейтроны, ставшие тепловыми, продолжают диффундировать в графите, а их энергия в среднем не изменяется. При условии, что число соударений велико, этот процесс может быть описан с помощью следующего дифференциального уравнения:

$$n = \frac{\lambda^2 N}{3}\Delta n + \frac{\lambda N}{v} q, \tag{13}$$

где n — плотность тепловых нейтронов; λ — средний свободный пробег для рассеяния тепловых нейтронов на углероде; N — число соударений, испытываемых тепловым нейтроном до поглощения, равное $\sigma_{\text{расс}}/\sigma_{\text{захв}}$; v — скорость нейтрона и q — число тепловых нейтронов, образующихся за 1 *сек* в 1 *см*^{3}. Изучив распределение тепловых нейтронов, мы сможем найти коэффициент $\lambda^2 N/3$, а поскольку λ известно, то отсюда легко найти сечение поглощения.

Эксперимент был выполнен следующим образом. Графитовые бруски были уложены в виде прямоугольного параллелепипеда размерами $122 \times 122 \times 152{,}5$ *см*^{3}, со всех сторон закрытого кадмием толщиной 0,45 *г/см*^{2}. С одного из квадратных торцов кадмиевая защита могла удаляться. Вблизи этого торца был поставлен парафиновый блок (рис. 2), в центре которого располагался источник (Rn + Be). Для облегчения постановки родиевого детектора в графитовой колонне было проделано 15 щелей. Активность, наведенная в детекторе, измерялась в 45 положениях как в присутствии подвижной кадмиевой защиты, так и без нее.

В обоих случаях часть активности детектора обусловлена резонансными нейтронами (ясно, что наличие кадмиевой защиты не влияет на эту часть), а остающаяся доля активности — тепловыми нейтронами. Поэтому разность величин активности при наличии кадмия и без него пропор-

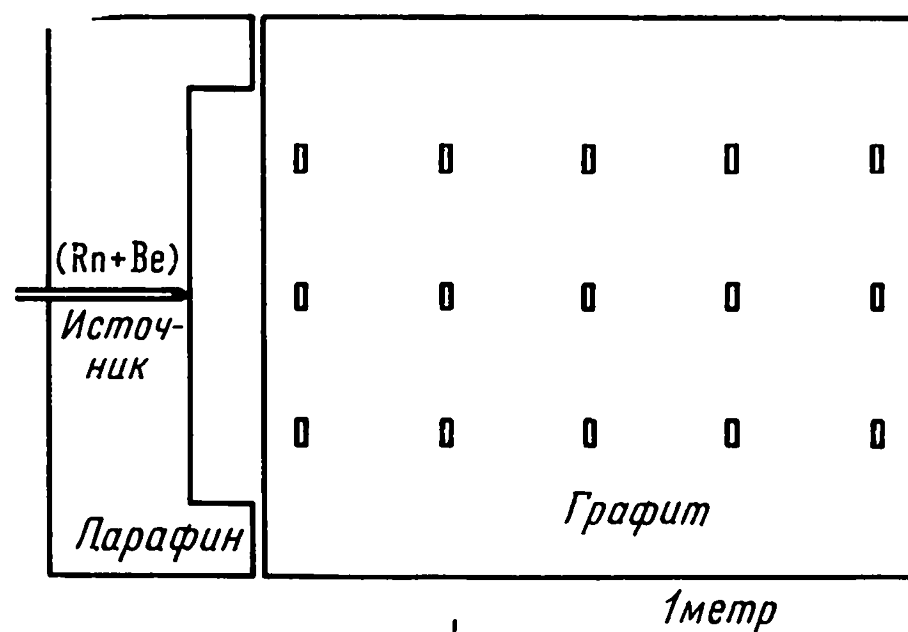


Рис. 2. Колонна для измерения сечения захвата на углероде (в разрезе)

Пятнадцать щелей для детекторов перпендикулярны плоскости рисунка

циональна разности $n_1 - n_2$ плотностей тепловых нейтронов в этих двух случаях. Как n_1, так и n_2 подчиняются дифференциальному уравнению (13), причем q в обоих случаях одинаково. Тогда, вычитая одно уравнение из другого, получаем дифференциальное уравнение для $(n_1 - n_2)$, не содержащее q:

$$n_1 - n_2 = \frac{\lambda^2 N}{3} \Delta (n_1 - n_2). \tag{14}$$

Поверхность, на которой $n_1 - n_2 = 0$, удалена от фактической поверхности графитовой колонны на расстояние $\lambda/\sqrt{3}$. При таком граничном условии решением уравнения (14) будет

$$n = \sum_{j,\,k=1}^{\infty} A_{jk} \sin \frac{\pi j x}{a} \sin \frac{\pi k y}{a} \left[e^{-\alpha_{jk} z} - e^{-2\alpha_{jk} b} e^{\alpha_{jk} z}\right], \tag{15}$$

где

$$\alpha_{jk}^2 = \frac{3}{\lambda^2 N} + \frac{\pi^2}{a^2}(j^2 + k^2). \tag{16}$$

Начало координат помещается в одном из углов ближайшего к источнику квадратного торца. Сторона этого квадрата a больше действительного размера графитового блока на $2\lambda/\sqrt{3}$. Величина b есть длина блока в направлении z, увеличенная на $\lambda/\sqrt{3}$. В нашем случае $a = 123{,}4$ *см*; $b = 153{,}9$ *см*.

Нам надо определить только один из коэффициентов (например, первый $j = k = 1$) двумерного разложения Фурье для интенсивности в некотором сечении блока. Величина этого коэффициента, согласно (15), должна меняться пропорционально выражению:

$$e^{-\alpha_{11} z} - e^{-2\alpha_{11} b} e^{\alpha_{11} z}. \tag{17}$$

Поскольку второй член представляет легко учитываемую малую поправку, то можно ожидать экспоненциального уменьшения величины коэффициента с ростом z. Показатель этой экспоненты непосредственно связан с величиной $\lambda^2 N/3$ соотношением (16).

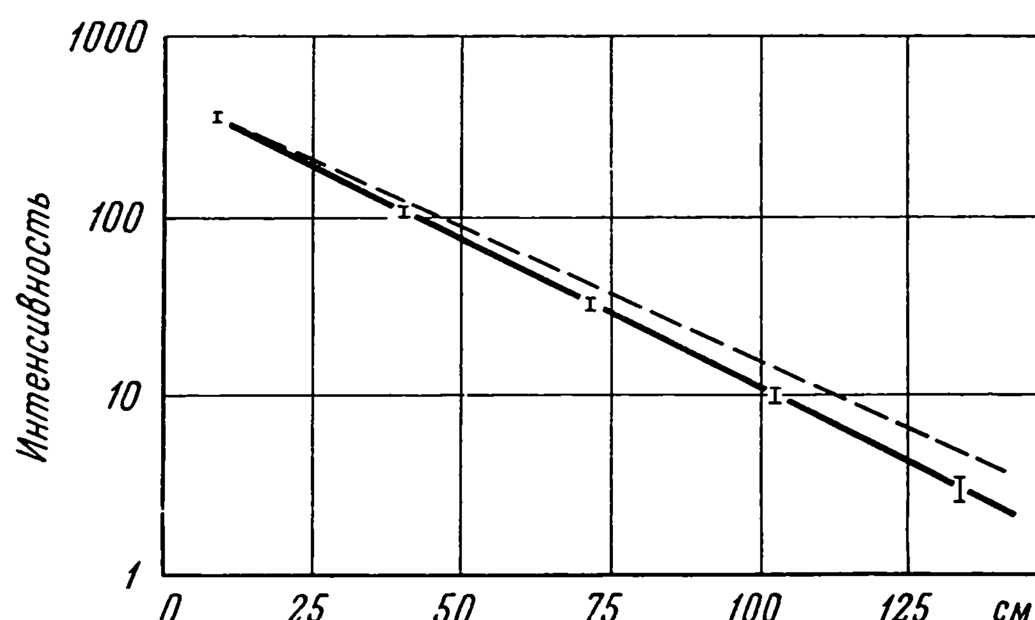


Рис. 3. График зависимости $n_1 - n_2$ от расстояния до торца графитового блока, ближайщего к источнику

Ожидаемая при отсутствии поглощения прямая показана пунктиром; сплошная прямая соответствует сечению поглощения $3 \cdot 10^{-27}$ *см*^{2}

Первый коэффициент ряда Фурье определялся с помощью измерения родиевым детектором плотности нейтронов в 9 точках сечения блока, причем для уменьшения влияния других коэффициентов Фурье подбиралась подходящая линейная комбинация результатов. В нашей геометрии первая гармоника играла определяющую роль. Вклад от остальных гармоник оказывал пренебрежимо малое влияние на результаты.

На рис. 3 представлены в логарифмическом масштабе значения первого коэффициента ряда Фурье, найденные при разных z. Второй член выражения (17) был учтен с помощью малой поправки, и поэтому следовало ожидать, что экспериментальные точки расположатся на прямой. Пунктирная прямая соответствует отсутствию поглощения; ее наклон определяется главным образом размерами графитового блока. Сплошная прямая проведена через экспериментальные точки. Ей соответствует сечение захвата, равное $3 \cdot 10^{-27}$ *см*^{2}. Этот результат согласуется с верхним пределом 10^{-26} *см*^{2}, найденным Фришем и др. [2]

Ясно, что полученный результат относится к фактически использованному графиту. Поскольку сечение оказалось чрезвычайно малым, то за это значение могут быть ответственны (по крайней мере, частично) даже небольшие примеси веществ, поглощающих нейтроны. Так, например, примеси воды в количестве менее процента достаточно для объяснения наблюдавшегося поглощения. Сравнивая веса нескольких брусков графита до и после нагрева при 200° С в течение многих часов, мы убедились в отсутствие примесей воды в количествах, которые могли бы заметным образом повлиять на наши результаты. Несомненно, что некоторая доля найденного значения сечения связана с малой примесью атмосферного азота. Если предположить, что промежутки между микрокристаллами графита заполнены воздухом, то на счет азота можно отнести около 10% наблюдавшегося поглощения. При адсорбции большего количества азота эффект соответственно возрастет.

[2] O. R. Frisch, H. v. Halban, J. Koch. K. Danske Vidensk. Selsk., 1937, 15, N 10.

К статье 88

После успешного проведения измерений с графитом нам представился случай более подробно изучить сам процесс деления. Хотя к тому времени среди продуктов деления было найдено большое число радиоактивных цепочек, большинство работ ограничивалось идентификацией радиоэлементов и установлением генетических связей между ними. Ферми, с его постоянным желанием разобраться в количественных аспектах явления, в данном случае хотел знать вероятности образования определенных радиоактивных цепочек при акте деления.

Работа смогла развиваться в этом направлении благодаря тому, что для участия в ней в Колумбийский университет приехал способный радиохимик А. Гроссе. Его энтузиазм и жизнерадостность плюс факт хорошей работы циклотрона позволили Ферми надеяться на то, что это исследование будет не только полезным, но и приятным делом. Работа пошла хорошо; Гроссе разработал методы радиохимического разделения, а Ферми и я выполняли их, доставляя Гроссе удовольствие видеть превращение физиков в химиков. Наблюдая нас за работой, он видел и то, что я — как предполагалось, помощник — осуществлял надзор, а бо́льшую часть «черной» работы делал сам Ферми.

Было проделано очень много разделений с помощью эфира, при которых приходилось выпаривать довольно большие его количества. Ферми отнюдь не обладал терпением, необходимым для хорошего химика, и, пытаясь ускорить процесс выпаривания, выходил за пределы благоразумия. Случались взрывы; эфир вспыхивал, подпаливая брови Ферми, но это его не останавливало. Зато позже, когда этот метод стал широко применяться для очистки урана, Ферми мог бы высказать ряд предостережений.

Впоследствии измерение выходов при делении интенсивно проводилось большой группой радиохимиков в Металлургической лаборатории. Нижеследующая статья была первым количественным исследованием этого вопроса. Мы не видели неотразимых доводов в пользу отказа от публикации этой статьи.

Г. Андерсон

Ферми был редкостным сочетанием выдающегося физика-теоретика и блестящего экспериментатора. С универсальностью гения он был и неплохим химиком. Очаровательное зрелище представлял Ферми, когда, проводя химические разделения в угловой комнате в подвале Пьюпиновских лабораторий — это было на самой ранней стадии атомного проекта в Колумбийском университете (1939 г.),— он исчезал в плотных клубах серной кислоты. Из этого «лондонского» тумана слышался его голос, дававший инструкции по следующему этапу.

Мне выпала честь работать с Энрико Ферми и Гербертом Андерсоном над проблемой, интересовавшей всех троих — над определением вероятности образования данной радиоактивной цепочки при делении U^{235}. Задача состояла обычно в быстром химическом выделении известного продукта деления и определении его количества с помощью измерений на счетчике Гейгера в точно установленной геометрии.

Счетчики Гейгера располагались рядом со столом Ферми в его кабинете. Химические разделения производились в конце коридора, через несколько комнат. Часто

можно было видеть, как Герберт Андерсон бегом «устраняет препятствия» на пути Ферми, открывая ему двери, а Ферми бежит вслед за ним, держа в руках радиоактивный препарат (обычно в виде осадка на фильтровальной бумаге), который уже через несколько секунд после появления Ферми в комнате бывал прикреплен липкой лентой к счетчику Гейгера.

В Ферми-экспериментаторе меня поражала его способность, выполняя анализ, не выпускать из виду цель исследования и способность интуитивно оценивать возможные источники ошибок, так что во многих случаях его оценки были лучше измерений других исследователей. Благодаря этим качествам он очень быстро продвигался к новым результатам в работе, быстрее, чем мне приходилось когда-либо видеть.

А. Гроссе

88

КОЭФФИЦИЕНТЫ РАЗВЕТВЛЕНИЯ ПРИ ДЕЛЕНИИ УРАНА (235) *

(Совместно с Г. Андерсоном и А. Гроссе)

Было изучено, в каком проценте случаев деление урана под действием медленных нейтронов приводит к образованию различных радиоактивных цепочек. Для определения этих долей после облучения измерялось число β-распадов подходящего члена цепочки при определенных геометрических условиях и количественном химическом выделении. Относительные доли, найденные для исследованных до сих пор цепочек, меняются приблизительно от 0,1 до 10%.

К настоящему времени уже сообщалось о большом числе радиоактивных цепочек, найденных среди продуктов деления урана. Однако до сих пор исследования ограничивались главным образом идентификацией и генетическими связями радиоэлементов, возникающих при делении урана. Настоящая работа является первой попыткой систематического количественного изучения вероятности того, что при делении урана образуется данная радиоактивная цепочка. Такую вероятность мы будем называть коэффициентом разветвления для этой радиоактивной цепочки.

В табл. I [1] перечислены те радиоэлементы, которые были найдены до сего времени, причем там, где это было возможно, указываются их генети-

---

* *Branching Ratios in the Fission of Uranium* (235). (With H. Anderson and A. Grosse.) Phys. Rev., 1941, 59, 52—56.

[1] Изотопам иода с периодами полураспада 22 *час* и 6,6 *час* теперь приписаны атомные веса 133 и 135 соответственно (C. S. Wu. Phys. Rev., 1940, 58, 126).— *Прим. авт. при корректуре.*

Таблица I

Радиоактивные цепочки, образующиеся при делении урана. Символом С обозначены стабильные изотопы

Тяжелая группа

	127	128	129	130	131	132	133	134	135	136	137	138	139	140	—	—	—	—	—	—	—
Sb 51	80 *час*		4,2 *час*												5 *мин*	10 *мин*	10 *мин*				
Te 52	10 *час*	С	70 *мин*	С	25 *мин*										77 *час*	60 *мин*	43 *мин*	15 *мин*			
I 53	С				8 дн.										24 *час*	22 *час*	54 *мин*	6,6 *час*			
Xe 54		С	С	С	С	С		С		С			30 *сек*	Коротк.		5 дн.		9,4 *час*	15 *мин*		
Cs 55							С						6 *мин*	40 *сек*					32 *мин*		
Ba 56				С		С		С	С	С	С	С	86 *мин*	300 *час*						14 *мин*	1 *мин*
La 57													С	40 *час*						1,5 *час*	18 *мин*
%	0,18		0,34		1,6								6,4	8,4	5,2	7,6	12	9 (?)			

Легкая группа

	82	83	84	85	86	87	88	89	90	—	—	—	—	—	—	—
Br 35		2,3 *час*								40 *мин*	3,8 *час*					
Kr 36	С	1,9 *час*	С		С		3 *час*	5 *мин*								
		С														
Rb 37				С		С	18 *мин*	15 *мин*								
Sr 38			С		С	С	С	15 дн.				6 *час*	7 *мин*			
Y 39								С				3,3 *час*				
Zr 40									С					17 *час*	70 дн.	
Nb 41														75 *мин*		
Mo 42																67 *час*
— 43																6,6 *час*
%														6,1		

ческие связи и атомные веса. При составлении этой таблицы мы полагались главным образом на критический обзор Ливингуда и Сиборга [2], дополненный появившимися позднее данными. Осколки деления в табл. I разбиты на две группы: легкую, с атомными весами от 82 до 100, и тяжелую, с атомными весами от 127 до 150. К настоящему времени в легкой группе идентифицировано 10, а в тяжелой — 12 радиоактивных цепочек. Ввиду большей легкости анализа мы сосредоточили усилия на тяжелой группе и определили коэффициенты разветвления для 9 из 12 цепочек. Сумма коэффициентов для этих цепочек из группы тяжелых осколков деления составляет всего лишь около 50% (см. табл. I); это говорит о том, что наши знания об осколках деления еще далеки от полноты.

Наличие большого числа цепочек можно объяснить, предположив, что первоначальное расщепление ядра может привести к различным осколкам. Дальнейшее увеличение числа возможностей происходит за счет испускания одного или более нейтронов. Если нейтроны не были испущены, то сумма весов обоих осколков в случае деления U^{235}, вызываемого медленными нейтронами, должна быть равна 236. При испускании нейтронов эта сумма соответственно уменьшается. Поскольку, по-видимому, не всегда испускается одинаковое число нейтронов, не следует ожидать, что образование данной цепочки тяжелой группы всегда будет сопровождаться образованием одной и той же цепочки легкой группы. Существует очень мало сведений об относительных вероятностях образования различных продуктов деления. Поэтому мы и предприняли изучение этих вероятностей. Поскольку же мы вынуждены прервать это исследование на несколько месяцев в связи с происходящей сейчас перестройкой циклотрона Колумбийского университета, было сочтено целесообразным сообщить о полученных до настоящего момента результатах.

Экспериментальный метод

В каждом опыте облучался раствор, содержавший 50 *г* урана; раствор помещался внутри парафинового блока, располагавшегося в фиксированном положении вблизи циклотрона. Обычно использовался уранилнитрат, но для определения сурьмы использовался сульфат. Нейтроны получались с помощью циклотрона, при облучении Be протонами с энергией 6 *Мэв*. Энергия этих нейтронов достигает примерно 2 *Мэв*; геометрические условия нашего опыта были таковы, что практически только медленные нейтроны могли вызывать деление. Поэтому наши результаты относятся к делению U^{235}. Интенсивность облучения контролировалась с помощью золотой фольги, помещавшейся в фиксированном положении внутри парафинового блока. Активность золотой фольги сравнивалась с активностью стандартного уранового диска при помощи ионизационной камеры. В не-

---

[2] J. J. Livingood, G. T. Seaborg. Rev. Mod. Phys., 1940, 12, 30.

скольких случаях для облучения использовался не циклотрон, а источник (Rn + Be).

Для изучения каждого элемента к раствору урана добавлялось в качестве носителя известное количество исследуемого элемента (в подходящей химической форме), а также меньшие количества всех других известных продуктов деления. Затем очищался и выделялся нужный элемент. Взвешенная доля добавленного количества наносилась на тонкую полоску алюминия, покрывалась липкой лентой из целлюлозы и обертывалась вокруг тонкостенного посеребренного стеклянного счетчика. Для обеспечения воспроизводимости положения полоски относительно счетчика она удерживалась соответствующим алюминиевым контейнером. Учитывая поглощение β-лучей, геометрическую эффективность счетчика и конечное время облучения (см. ниже), мы находили число β-распадов в секунду исследуемого элемента при насыщении. Коэффициент разветвления, т. е. доля делений, приводящая к образованию данной радиоактивной цепочки, вычислялся по формуле

$$R = I\eta/gfMFN.$$

Здесь I — измеренная начальная активность препарата (*имп/мин*); f — отношение веса элемента-носителя, использованного для измерения активности, к весу носителя, добавленного к облучаемому раствору; M — интенсивность облучения, измеренная в произвольных единицах с помощью золотого монитора; F — доля активности при насыщении, составляемая образовавшейся за время облучения исследуемой активностью; η — поправочный коэффициент, учитывающий поглощение β-лучей. Для определения этого коэффициента между образцом и счетчиком вставлялся алюминиевый цилиндр толщиной 0,043 *г/см*^{2}, эквивалентной суммарной толщине стенки счетчика и липкой ленты. Если принять экспоненциальный закон поглощения β-лучей, то величина η равна отношению активностей, измеренных без алюминия и с ним. Значения η приведены в табл. II.

Таблица II

Факторы поглощения η для слоя алюминия 0,043 ***г/см***^{2}

Элемент	Период	η	Элемент	Период	η
$_{51}Sb^{129}$	4,2 *час*	1,67	$_{53}I$	22 *час*	1,85
$_{52}Te^{129}$	70 *мин*	1,81	$_{53}I^{131}$	8 дн.	4,9
$_{51}Sb^{127}$	80 *час*	1,61	$_{56}Ba^{139}$	86 *мин*	1,26
$_{52}Te^{127}$	10 *час*	1,66	$_{56}Ba^{140}$	300 *час*	1,52
$_{53}I$	54 *мин*	1,60	$_{57}La^{140}$	36 *час*	
$_{53}I$	2,4 *час*	1,60	$_{40}Zr$	17,2 *час*	1,39
$_{53}I$	6,6 *час*	1,0	$_{41}Nb$	75 *мин*	

Толщина стенок счетчика находилась из сравнения (детектором служил другой счетчик) поглощения β-лучей радия E в использованном счетчике и в алюминиевом цилиндре известной толщины при одинаковых геометрических условиях. Таким способом было найдено, что толщина стенок счетчика эквивалентна 0,029 *г/см*^{2} алюминия. Толщина липкой ленты была эквивалентна 0,012 *г/см*^{2}. Кроме того, небольшая добавка учитывала поглощение в среднем измерявшемся образце.

Символ g обозначает геометрическую эффективность счетчика. Она определялась при помощи измерения в наших стандартных условиях β-активности взвешенного количества U_3O_8 и оказалась равной $^1/_3$. Мы пренебрегали изменениями этой эффективности, вызываемыми возможным различием обратного рассеяния разных β-лучей. Измерения величины g повторялись несколько раз с различными количествами U_3O_8; результаты измерений оказались одинаковыми в пределах нескольких процентов.

Величина N есть число делений в минуту, происходящих в растворе урана при единичной интенсивности облучения. Для определения N мы поступали следующим образом. Вместо раствора урана облучалось 140 *см*^{3} раствора $MnSO_4$; при этом для минимизации изменения распределения нейтронов концентрация раствора подбиралась такой, чтобы число захватов нейтронов в секунду было приблизительно тем же самым, что и в случае урана. Затем с помощью счетчика в наших стандартных условиях определялась активность известной доли этих атомов марганца. Число делений на один атом урана равно числу распадов на один атом марганца, умноженному на отношение сечения деления урана к сечению захвата тепловых нейтронов для марганца. Как было найдено, при единичной интенсивности облучения в нашем растворе урана происходит 960 000 делений за минуту.

Предполагая, что цепочка радиоэлементов не имеет разветвлений, мы для каждой радиоактивной цепочки выбирали один удобный радиоэлемент, который служил для определения доли делений, приводящих к этой цепочке. Исследовались химические элементы I, Sb, Ba и Zr. Исследованными цепочками являются те цепочки из табл. I, для которых приведены упомянутые доли.

Иод

Для выделения иода использовался следующий метод. К раствору урана добавлялся стандартный раствор 5KI + 1 KIO_3 и производилось окисление разбавленной H_2SO_4 для выделения всего иода. Затем свободный иод возгонкой переводился в колбу с водой и титрованием $NaHSO_3$ превращался в ион иодида; затем иод осаждался в виде PdI_2 или AgI.

Первоначально мы наносили на алюминиевую полоску PdI_2, осаждая его в присутствии ионов Br. Однако в нескольких случаях происходила потеря некоторого количества иода из-за реакции PdI_2 с алюминием, так

что эти измерения могли быть использованы для определения лишь относительных коэффициентов разветвления для изотопов иода. Для абсолютных же измерений использовалось осаждение AgI. В этом случае бром не отделялся, но изотопы брома — короткоживущие, так что для более долгоживущих изотопов иода измерения могли быть проведены. Для таких измерений мы использовали источник (Rn + Be).

Выделение иода позволило нам исследовать следующие цепочки [3]:

$$\mathrm{Te}^{131}\,(30\ \textit{мин})\quad \text{или}\quad (30\ \textit{час}) \rightarrow \mathrm{I}^{131}\ (8\ \text{дн.}), \tag{1}$$

$$\mathrm{Sb}\,(10\ \textit{мин}) \rightarrow \mathrm{Te}\ (60\ \textit{мин}) \rightarrow \mathrm{I}\ (22\ \textit{час}) \rightarrow \mathrm{Xe}\ (5\ \text{дн.}), \tag{2}$$

$$\mathrm{Te}\,(\sim 15\ \textit{мин}) \rightarrow \mathrm{I}\ (6{,}6\ \textit{час}) \rightarrow \mathrm{Xe}\,(9{,}4\ \textit{час}), \tag{3}$$

$$\mathrm{Sb}\,(5\ \textit{мин}) \rightarrow \mathrm{Te}\ (77\ \textit{час}) \rightarrow \mathrm{I}\,(2{,}4\ \textit{час}), \tag{4}$$

$$\mathrm{Sb}\,(< 10\ \textit{мин}) \rightarrow \mathrm{Te}\ (43\ \textit{мин}) \rightarrow \mathrm{I}\,(54\ \textit{мин}). \tag{5}$$

В одном из опытов иод выделялся через 24 *часа* после конца 7-часового облучения. В кривой распада отчетливо прослеживались активности с периодами 8 дн. и 22 *час*; никаких следов 5-дневного Xe замечено не было, и было предположено, что этот газ улетучился из образца во время измерений.

Мы смогли установить, что 8-дневный иод возникает главным образом из 30-минутного, а не 30-часового изомера теллура. Для этого облучение длилось 2 часа, а иод выделялся через 22 часа и еще раз через 89 часов. Если 8-дневный иод возникает из 30-часового теллура, то отношение активности иода, полученной при втором выделении, к активности при первом выделении должно быть равно 1,1. Если же этот изотоп иода возникает из 30-минутного теллура, то указанное отношение будет равно нулю. Найденное отношение составляет 0,1; это указывает на то, что 8-дневный иод возникает главным образом из 30-минутного теллура.

Коэффициент разветвления для 2,4-часовой активности определялся следующим образом. Материнское вещество этого радиоэлемента обладает гораздо бо́льшим периодом полураспада (77 *час*), чем материнские элементы всех других радиоиодов, образующихся при делении. Следовательно, радиоиод с периодом 2,4 *час* является единственным изотопом иода, могущим вновь появиться в облученном растворе урана, из которого иод был уже удален через день или два после облучения. Поэтому мы облучали раствор и примерно через день производили первое выделение иода. В кривой распада выделенного иода присутствовали следующие периоды: 8 дн., 2,4 *час*, 66 *час* и 22 *час*. Затем раствор был оставлен еще примерно на один день; 77-часовой теллур, все еще присутствовавший в растворе, образовывал за это время 2,4-часовой иод; при втором выделении иода поэтому выделялся почти чистый 2,4-часовой иод.

---

[3] P. H. Abelson. Phys. Rev., 1939, 56, 1.

Активность 54-минутного иода могла быть легко отличена от всех других активностей благодаря большому различию в периодах, а также тому, что при выделении иода вскоре после конца короткого облучения эта активность гораздо сильнее всех других.

Нам, однако, не удалось получить убедительную кривую распада 6,6-часового иода, может быть, потому что дочернее вещество (9,4-часовой Xe) сорбировалось в нашем образце лишь частично. Поэтому значение соответствующего коэффициента разветвления, указанное в таблице, несколько сомнительно. Коэффициенты разветвления для 22-часового и 2,4-часового иода были измерены при осаждении AgI. Коэффициенты разветвления для других изотопов были получены с помощью анализа кривых распада при осаждении PdI_2 и сравнения начальных активностей 22- и 2,4-часового изотопов с активностями других изотопов. Результаты облучений различной продолжительности согласовались между собой в разумных пределах.

Сурьма

К раствору уранилсульфата добавлялась сурьма в виде раствора $SbCl_3$ в 50%-ной H_2SO_4 и некоторое количество теллура; в водородном генераторе с помощью гранулированного цинка и серной кислоты сурьма восстанавливалась до SbH_3 и поглощалась в растворе $AgNO_3$. Осадок сурьмяного серебра фильтровался и разлагался концентрированной HCl; из раствора обычным путем с помощью H_2S осаждалась сурьма и взвешивалась в форме Sb_2S_3 после высушивания в потоке CO_2.

Из анализа активностей образцов Sb определялись коэффициенты разветвления для следующих цепочек [3]:



$$Sb^{127}\,(80\ \textit{час}) \rightarrow Te^{127}\,(10\ \textit{час}) \rightarrow I^{127}, \qquad (1)$$



$$Sb^{129}\,(4{,}2\ \textit{час}) \rightarrow Te^{129}\,(70\ \textit{мин}) \rightarrow I^{129}. \qquad (2)$$

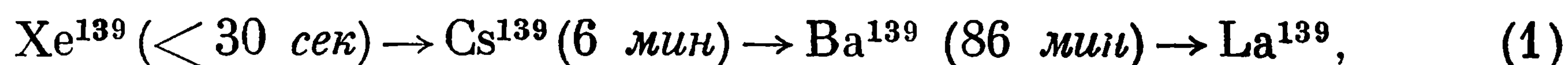
Кривые распада химически выделенных образцов сурьмы обнаруживают указания на накопление двух изотопов радиотеллура (10 *час* и 70 *мин*). Коэффициенты разветвления для обоих этих цепочек значительно меньше, чем во всех других исследованных до сих пор случаях. Это, возможно, связано с тем, что указанные цепочки находятся в самой легкой части тяжелой группы.

Барий

Для выделения этого элемента из облученного раствора прежде всего с помощью экстракции эфиром удалялась бо́льшая часть $UO_2(NO_3)_2$, а Ba и Sr осаждались в виде сульфатов в водном растворе. Эти сульфаты сплавлялись с $KNaCO_3$ в присутствии окисей Te, Mo и Nb; промытые кар-

бонаты растворялись в разбавленной HCl и осаждались в присутствии Th (для удаления UX) снова как сульфаты. После превращения их в карбонаты Ba отделялся от Sr как $BaCrO_4$ в растворе уксусной кислоты и вновь превращался в $BaSO_4$.

По активности бариевых образцов мы определили коэффициенты разветвления для двух цепочек [4]:



$$Xe^{139} (< 30 \textit{ сек}) \rightarrow Cs^{139} (6 \textit{ мин}) \rightarrow Ba^{139} (86 \textit{ мин}) \rightarrow La^{139}, \qquad (1)$$



$$Xe \text{ (кор.)} \rightarrow Cs \ (40 \textit{ сек?}) \rightarrow Ba \ (300 \textit{ час}) \rightarrow La \ (40 \textit{ час}). \qquad (2)$$

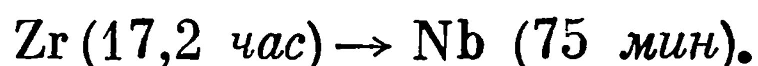
Первый образец бария выделялся из раствора урана, облучавшегося много часов. Особое внимание было обращено на возможно более полную очистку образца от возможной примеси UX. Так как этот процесс очистки занимает несколько дней, то в кривой распада проявлялась только 300-часовая активность (по нашим измерениям этот период, видимо, несколько больше). Начальная часть кривой распада обнаруживает указания на накопление 40-часового лантана. Это накопление, однако, было недостаточно велико для надежного определения факторов поглощения Ba и La по отдельности. Для определения коэффициента разветвления мы воспользовались средним фактором поглощения для смешанного излучения Ba и La. Такая процедура может, конечно, внести некоторую дополнительную ошибку в определение коэффициента разветвления.

Активность 86-минутного бария измерялась на образце $BaCrO_4$, который был выделен из раствора урана, облучавшегося примерно в течение одного часа. В этом образце присутствовал заметный фон UX, так как было мало́ время, доступное для очистки. Однако 86-минутная активность была гораздо более интенсивна и могла быть проанализирована без труда.

Цирконий

Для химического выделения циркония раствор урана окислялся концентрированной HCl примерно до 25%, Zr осаждался в виде фосфата, ZrP_2O_7 очищался по описанной ранее методике [5] и окончательно превращался в ZrO_2.

Исследовалась цепочка



$$Zr \ (17{,}2 \textit{ час}) \rightarrow Nb \ (75 \textit{ мин}).$$

Измерения производились с образцом окиси циркония, выделенным из раствора, который облучался около двух часов. В начале кривой распада наблюдался рост, вызванный накоплением 75-минутного ниобия,

[4] O. Hahn, F. Strassman. Nature, 1939, 27, 529; G. N. Glasoe, J. Steigman. Phys. Rev., 1940, 58, 1.

[5] A. V. Grosse, E. T. Booth. Phys. Rev., 1940, 57, 664.

а затем — спад с циркониевым периодом 17,2 *час*. Наблюдался также довольно малый фон, вызванный, вероятно, долгоживущим цирконием. Мы не смогли найти по этим кривым раздельные факторы поглощения для 17,2-часового циркония и 75-минутного ниобия и воспользовались поэтому средним фактором поглощения.

Предполагая, что при каждом акте деления образуется один радиоактивный осколок из легкой группы и один радиоактивный осколок из тяжелой группы, следует ожидать, что сумма коэффициентов разветвления должна быть равна 100% для каждой из этих групп. Сумма коэффициентов для 9 проанализированных цепочек из тяжелой группы составляет около 50%. Если оставить в стороне возможные ошибки, особенно в определении числа делений, то такое малое значение можно объяснить частично неполнотой анализа (9 из 12 известных цепочек), а также тем, что существуют еще неоткрытые цепочки.

В заключение авторы хотели бы выразить свою признательность Исследовательской корпорации за финансовую помощь. Один из нас (А. Г.) признателен также мемориальному фонду Гуггенгейма за предоставление стипендии.

Получена 14 октября 1940 г.
Пьюпиновские физические лаборатории,
Колумбийский университет,
Нью-Йорк, штат Нью-Йорк

К статье 89

Самой важной для цепной реакции характеристикой урана является среднее число нейтронов, образующихся при поглощении теплового нейтрона. В нижеследующей статье было найдено, что эта величина, обозначенная Ферми через η, равна 1,73. Такое значение предвещало осуществимость цепной реакции, и дальнейшие исследования продвигались со все возрастающим пылом. Впоследствии измерения при улучшенных условиях снизили эту цифру до 1,29 (см. статью 96).

Эта и предшествующие статьи интересны также тем, что терминология и обозначения, использованные в них впервые, получили широкое распространение при дальнейших исследованиях замедления нейтронов и их воспроизводства в уране.

Г. Андерсон

89

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В УРАНЕ *

(Совместно с Г. Андерсоном)

С помощью графитовой колонны для замедления нейтронов определено среднее число η нейтронов, образующихся в уране при захвате теплового нейтрона. В колонне имелся зазор, где мог размещаться слой окиси урана. Внутри колонны, на ее оси, в 70 *см* ниже зазора устанавливался источник (Rn + Be). При таком расположении образование нейтронов в уране четко демонстрируется тем, что при постановке урана наблюдается четырехкратное возрастание резонансной активации индия, расположенного вблизи зазора. Раздел I посвящен изучению замедления и тепловой диффузии нейтронов в графите. В разделе II определяется число нейтронов, образующихся в уране за 1 *сек*. С этой целью анализируются результаты измерений распределения нейтронов с энергией индиевого резонанса, проведенных при наличии урана в зазоре и без него. Раздел III посвящен определению числа тепловых нейтронов, захватываемых ураном за 1 *сек*. Для этого анализируются результаты измерений распределения тепловых нейтронов, проведенных при наличии урана и без него. Из полученных в разделах II и III данных найдено, что $\eta = 1{,}73$.

В этом отчете сообщается о результатах экспериментов, имевших целью определение среднего числа нейтронов, образующихся в уране при захвате теплового нейтрона. Это число, которое мы обозначим через η, отличается от числа нейтронов, образующихся при делении, так как некоторая доля захватов теплового нейтрона в уране приводит к образова-

---

* *Production of Neutrons by Uranium.* (With H. Anderson.) Отчет А-6 (17 января 1941 г.).

нию U^{239}. При обсуждении возможности осуществления цепной реакции на неразделенных изотопах урана прежде всего надо знать именно величину η, а не число нейтронов на деление.

Предшествующие попытки измерения η [1] были не вполне удовлетворительны, так как мерой числа нейтронов, образующихся в уране, служила малая разность полного числа нейтронов, наблюдавшаяся при наличии и в отсутствие урана по соседству с источником первичных нейтронов. Кроме того, значительная неточность возникала вследствие трудности оценки числа нейтронов, поглощенных во время замедления в резонансной полосе урана. В данном эксперименте эти трудности были сведены до минимума тем, что для замедления использовался углерод, а не вода. При этом оказалось возможным получить гораздо более полное разделение тепловых нейтронов и нейтронов более высоких энергий. Действительно, в высокой графитовой колонне с квадратным сечением 3×3 *фут*² интенсивность нейтронов индиевого резонанса (т. е. с энергией около 1 *эв*) на расстоянии 70 *см* от источника (Rn + Be) оказалась уже достаточно мала, тогда как интенсивность тепловых нейтронов была еще довольно велика. Поэтому в слое урана, помещенном на этом расстоянии, будут поглощаться практически только те нейтроны от первичного источника, которые достигли тепловых энергий. Защищенный кадмием индиевый детектор (нечувствительный к тепловым нейтронам), будучи расположен вблизи урана, окажется очень малочувствительным к первичным нейтронам от источника (Rn + Be). Но влияние вторичных нейтронов, образовавшихся в уране, вполне заметно и может превысить в четыре раза влияние первичных нейтронов.

Использование углерода имеет также то преимущество, что диффузия нейтронов может быть подсчитана гораздо более надежным образом, чем при использовании воды или парафина. Это делает возможным полный анализ кривых активации, снятых при разных условиях, и тем самым позволяет оценить по отдельности факторы, влияющие на эксперимент.

Раздел I

ЗАМЕДЛЕНИЕ И ДИФФУЗИЯ НЕЙТРОНОВ В ГРАФИТЕ

В предыдущем отчете «Образование и поглощение медленных нейтронов в графите»[2] (в дальнейшем цитируемом как I) мы описали эксперименты, касавшиеся замедления нейтронов в графите. В настоящих опытах нам потребовался более детальный анализ как этого процесса, так и диффузии тепловых нейтронов, происходящей уже после уменьшения энергии ней-

---

[1] H. Halban, F. Joliot, L. Kowarski. Nature, 1939, **143**, 470, 680, 939; H. L. Anderson, E. Fermi, L. Szilard. Phys. Rev., 1939, 56, 284. (Статья 84.)

[2] Статья 87.— *Ред.*

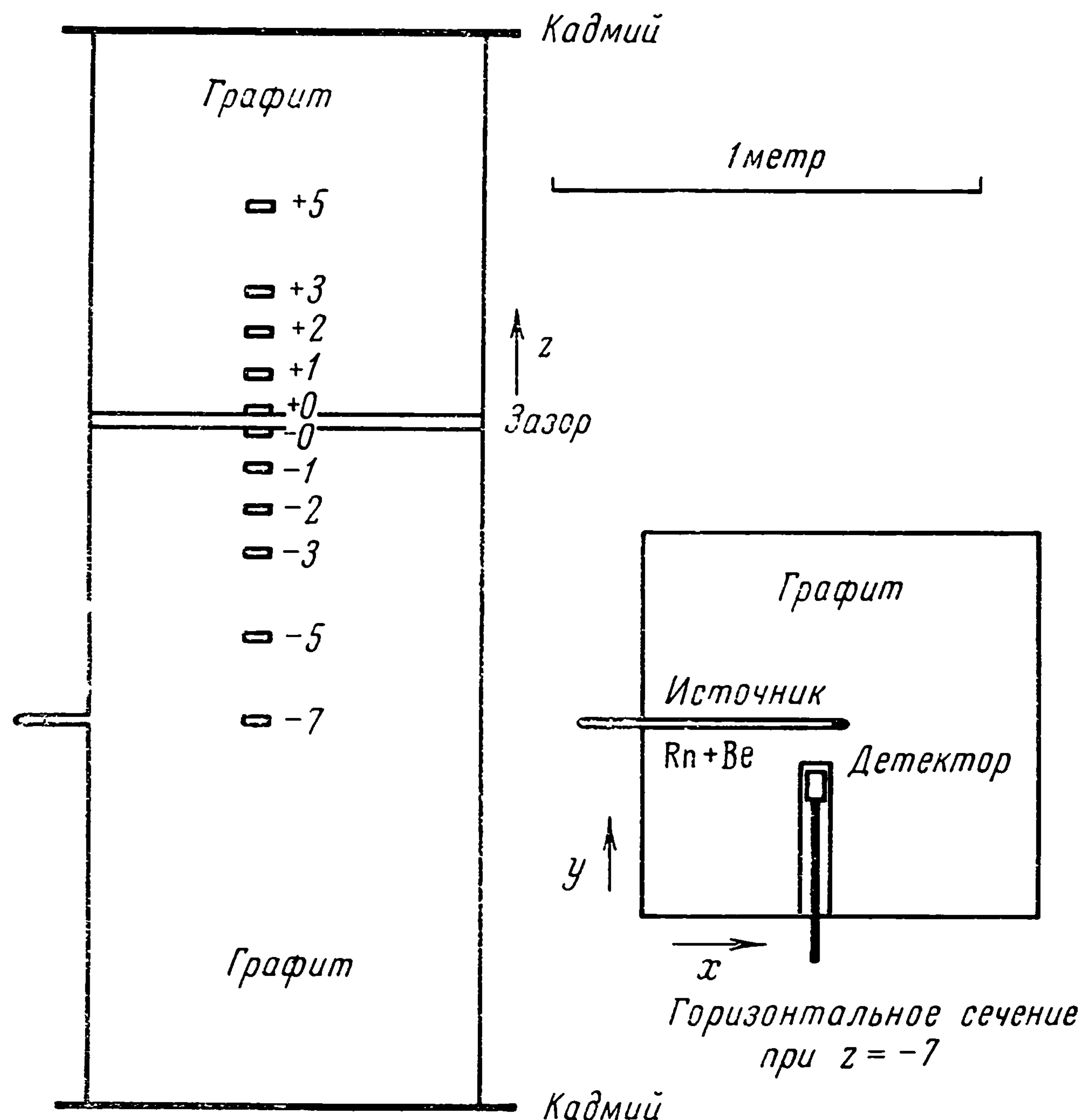


Рис. 1

тронов до тепловых значений. В соответствии с этим для обеспечения более точного размещения детекторов были сделаны некоторые технические усовершенствования; для увеличения точности измерений, особенно в точках с малой активацией, были применены индиевые детекторы вместо родиевых; наконец, при анализе процесса замедления использовалось более полное математическое описание того же типа, что и в I. Кроме того, программа измерений была дополнена изучением распределения тепловых нейтронов в графитовой колонне.

Нейтроны источника (Rn + Be) замедлялись в колонне, сложенной из брусков графита (с плотностью 1,63 *г/см*^{3}). Основание колонны имело размеры 3 × 3 *фут*^{2}, а высота составляла 8 футов. Радон-бериллиевый источник помещался внутри колонны, на ее оси, примерно в 3 футах от основания. Детекторы (индиевые фольги размером 4 × 6,4 *см*^{2} и толщиной 0,094 *г/см*^{2}) помещались в щели на различных высотах над источником (см. рис. 1). (Зазор, показанный на рисунке, делался только в экспериментах, которые будут описаны в разделах II и III.) Уровень наведенной в индии активности с периодом полураспада 54 *мин* измерялся с помощью счетчика. Измерения начинались через 3 *мин* после конца облучения,

чтобы успела распасться 13-секундная активность. Влияния других активностей индия не было замечено.

Результаты измерений, делавшихся без зазора, приведены в табл. I. В графе 1 указывается принятое обозначение положения детектора. Расположение детектора в том месте колонны, где в последующих экспериментах ставилась дюралевая рама (зазор на рис. 1), обозначено через 0. Расстояние между положениями детектора, соответствующими последовательным числам в таком обозначении, составляло 4 дюйма. Центр источника был расположен на оси колонны, в 0,25 дюйма ниже плоскости —7. В графе 2 приведены расстояния в сантиметрах между горизонтальной плоскостью источника и положением детектора. При измерении резонансных нейтронов должна вводиться небольшая поправка (0,6 *см*), учитывающая самопоглощение в индиевых детекторах. Значения z с учетом этой поправки приведены в графе 3. Было выполнено две серии измерений. В первой серии (Cd-In-Cd) использовался детектор, защищенный с обеих сторон кадмием (толщиной 0,9 $г/см^2$) для исключения влияния тепловых нейтронов. Во второй серии (Ni-In-Ni) детектор был покрыт никелевой фольгой, имеющей ничтожное поглощение для нейтронов всех энергий. Измеренные активности приведены соответственно в графах 4 и 6. Обычная процедура нахождения уровня активности, обусловленной тепловыми нейтронами, состоит в вычитании чисел графы 4 из чисел графы 6. Однако это не совсем верно, так как при этом пренебрегается поглощением нейтронов с энергией индиевого резонанса в кадмии. Эта поправка для кадмия использованной толщины вводилась с помощью умножения чисел графы 4

Таблица I

Активации индиевого детектора резонансными и тепловыми нейтронами в графитовой колонне без зазора

Положение	z	$z_{рез}$	Cd-In-Cd		Ni-In-Ni	Тепловые нейтроны	
			эксп.	выч.	эксп.	эксп.	выч.
—7	0,6	0	16,50	16,50	75,1	56,06	54,7
—5	20,9	20,3	10,43	10,43	57,4	45,34	44,5
—3	41,2	40,6	3,52	3,48	30,2	26,09	26,1
—2	51,4	50,8	1,79	1,76	20,17	18,05	18,2
—1	61,6	61,0	0,844	0,835	13,04	12,01	12,2
0	71,7	71,1	0,372	0,371	8,32	7,83	7,93
1	81,9	81,3	0,159	0,160	5,17	4,92	5,06
2	92,0	91,4	0,070	0,070	3,25	3,11	3,18
3	102,2	101,6	0,028	0,032	2,046	1,95	1,96
5	122,5	121,9	0,0075	0,0068	0,797	0,725	0,735

на коэффициент 1,15 перед вычитанием их из чисел графы 6. Кроме того, вводилась малая поправка, учитывающая рассеяние тепловых нейтронов на стенах комнаты. Эта поправка заметна только на больших расстояниях от источника, где она составляет 0,063. Для точек вблизи источника эта поправка должна быть несколько больше. Но вблизи источника она несущественна, и поэтому такое изменение не учитывалось, а во всех точках вычиталось 0,063. Экспериментальные величины активности, обусловленной тепловыми нейтронами, с учетом этих поправок приведены в графе 7. Наконец, в графах 5 и 8 приведены значения соответственно резонансной и тепловой активаций, вычисленных по приводимым далее формулам.

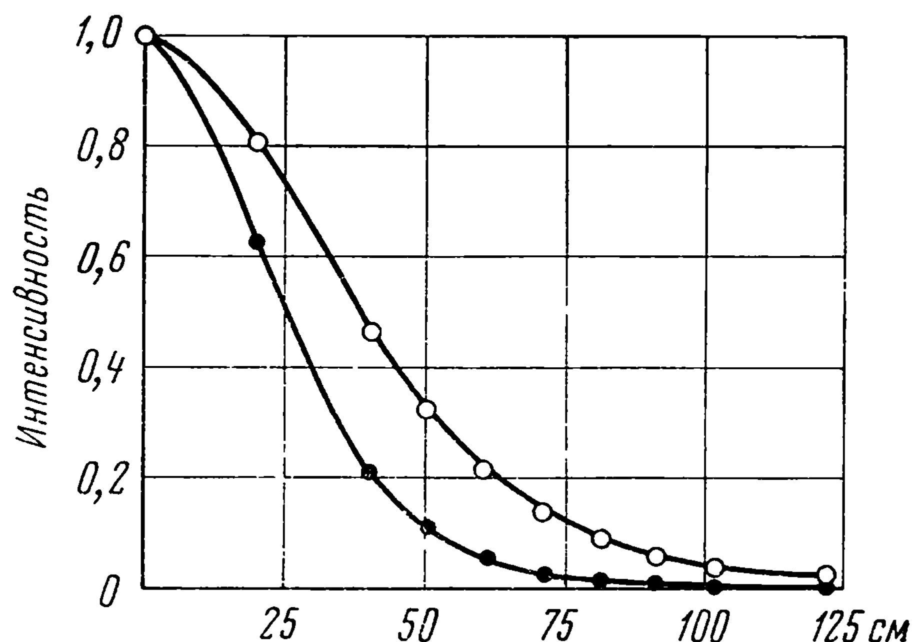


Рис. 2

Экспериментальные данные и результаты вычислений (графы 4, 5, 7 и 8), нормированные на 1 при $z = 0$, показаны на рис. 2. Из рисунка отчетливо видна возможность использования графитовой колонны для разделения тепловых и резонансных нейтронов.

Обсуждение данных таблицы I

В отчете I мы описали измерения активности, которые были выполнены с помощью родиевых детекторов при условиях, аналогичных измерениям индиевыми детекторами (графа 4 табл. I). Там же был описан метод анализа результатов таких измерений, исходящий из предположения, что замедление нейтронов является, по существу, диффузионным процессом, подчиняющимся дифференциальному уравнению

$$\Delta q = \frac{\partial q}{\partial t}. \qquad (1)$$

Здесь возраст нейтронов t (по размерности эта величина не является временем) определяется уравнением (см. I)

$$t = 2{,}233 \int_{E}^{E_0} \lambda^2 (E) \frac{dE}{E}. \qquad (2)$$

Величина q есть число нейтронов в единичном объеме, которые замедлились от энергий выше E до энергий ниже E, где E — энергия, соответствующая возрасту t. Через λ обозначен средний свободный пробег, равный 2,55 *см*

для медленных нейтронов в графите. Величина q связана с $n(t)dt$, плотностью тепловых нейтронов возраста между t и $t + dt$, соотношением

$$q(t)\,dt = \frac{\lambda v}{3}\,n(t)\,dt. \tag{3}$$

Если бы наши предположения были полностью справедливы, то следовало бы ожидать, что резонансная активация индиевого детектора (приведенная в графе 4) может быть вычислена с помощью решения уравнения (1), соответствующего тем граничным условиям, которые накладываются использованной геометрией. Для точечного источника единичной интенсивности такое решение имеет вид

$$q = \frac{4}{a^2}\,\frac{1}{2\sqrt{\pi t}}\,e^{-\frac{z^2_{\text{рез}}}{t}} \sum_{m=1}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\pi^2 t(n^2+m^2)}{a^2}} \times$$

$$\times \sin\frac{n\pi x}{a}\sin\frac{m\pi y}{a}\sin\frac{n\pi u}{a}\sin\frac{m\pi v}{a}, \tag{4}$$

где a — сторона колонны (увеличенная на $2\lambda/\sqrt{3}$), которая составляла в нашем случае 94,4 *см*. Координаты x, y и u, v, задающие точку горизонтальной плоскости, относятся соответственно к детектору и источнику. В нашем случае $u = v = a/2$. В функцию распределения (4) величина z входит как аргумент гауссовской функции, пробег для которой есть

$$r_0^2 = 4t. \tag{5}$$

Это выражение для пробега r_0 приводилось в отчете I.

Экспериментальные данные не могут быть описаны одной гауссовской функцией. В отчете I феноменологическое описание достигалось с помощью предположения о существовании двух групп нейтронов с различными пробегами при диффузии. В настоящей работе для более точного описания экспериментальных данных о резонансной активации индия использовался следующий набор:

$$A_{\text{рез}} = 6{,}44e^{-\left(\frac{z_{\text{рез}}}{22{,}8}\right)^2} + 9{,}42e^{-\left(\frac{z_{\text{рез}}}{37{,}0}\right)^2} + 0{,}64e^{-\left(\frac{z_{\text{рез}}}{57{,}0}\right)^2}. \tag{6}$$

Вычисленные по этой формуле значения приведены в графе 5 табл. I; степень согласия с экспериментальными точками определяется фактически точностью эксперимента. Такое описание может быть получено с помощью линейной комбинации трех членов типа (4), соответствующей предположению о существовании трех групп нейтронов с различными пробегами и интенсивностями:

Пробег нейтронов с энергией индиевого резонанса, *см*	22,8	37,0	57,0
Интенсивность f, %	14,0	65,8	20,2

Для вычисления распределения тепловых нейтронов прежде всего необходимо учесть дополнительную диффузию от энергии индиевого резонанса (1 *эв*) до тепловых энергий (0,025 *эв*). Для этого указанные выше значения пробегов должны быть увеличены в соответствии с приводившейся ранее (см. I) формулой

$$(r_{\text{т}})^2 - (r_{\text{In}})^2 = 20{,}6\lambda^2 \lg \frac{E_{\text{In}}}{E_{\text{т}}}\,. \tag{7}$$

Пробеги различных групп тепловых нейтронов получаются отсюда равными соответственно 27,1; 39,8 и 58,9 *см*.

Диффузия тепловых нейтронов может быть описана с помощью дифференциального уравнения (см. I)

$$\Delta n - \frac{3}{\lambda^2 N}\, n + \frac{3}{\lambda v}\, q = 0, \tag{8}$$

где n — плотность тепловых нейтронов; λ — средний свободный пробег нейтронов в углероде; N — число соударений, испытываемых тепловыми нейтронами до того, как они будут поглощены (значение N, как следует из данных I, составляет 1600); v — скорость нейтронов; q — число тепловых нейтронов, образующихся за 1 *сек* в 1 *см*^{3}. Величина q задается линейной комбинацией членов типа (4), причем используются приведенные выше пробеги и интенсивности f_i групп тепловых нейтронов. Решение уравнения (8), дающее распределение тепловых нейтронов в нашей геометрии, имеет вид

$$n = \sum_{j,k=1}^{\infty} C_{jk}\, \frac{b_{jk}}{2} \sum_{i=1}^{3} f_i e^{\frac{3r^2}{4\lambda^2 N}} \left\{\left[1 - \Theta\left(\frac{z}{r_i} + \frac{r_i}{2b_{jk}}\right)\right] e^{\frac{z}{b_{jk}}} + \right.$$
$$\left. + \left[1 + \Theta\left(\frac{z}{r_i} - \frac{r_i}{2b_{jk}}\right)\right] e^{-\frac{z}{b_{jk}}} \right\}, \tag{9}$$

где

$$C_{jk} = \frac{6}{\lambda v a^2} \sin\frac{\pi j u}{a} \sin\frac{\pi k v}{a} \sin\frac{\pi j x}{a} \sin\frac{\pi k y}{a},$$

$$\frac{1}{b_{jk}} = \frac{3}{\lambda^2 N} + \frac{\pi^2}{a^2}(j^2 + k^2),$$

$$\Theta(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy.$$

Значения, вычисленные в соответствии с этой формулой, приведены в графе 8 табл. I. Для достижения наилучшего согласия с экспериментальными данными варьировалась только одна константа, пропорциональная чувствительности детектора. Как видно из табл. I, достигнутое согласие находится в пределах нескольких процентов.

Для перевода величин q и n, вычисленных по указанным формулам, в измеренные экспериментально активации под действием нейтронов с энергией индиевого резонанса и тепловых нейтронов использовались следующие соотношения:

$$A_{\text{рез}} = 1253q\,(\text{In})\,\frac{\sqrt{\pi}a^2}{4}, \qquad (10)$$

$$A_{\text{тепл}} = 17{,}5n\,\frac{\lambda v a^2}{6}, \qquad (11)$$

где $q\,(\text{In})$ — величина q, вычисленная с помощью пробегов нейтронов с энергией индиевого резонанса.

Раздел II

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В УРАНЕ

Нейтроны, образующиеся при захвате ураном тепловых нейтронов, наблюдались следующим образом. В графитовую колонну вставлялась дюралевая рама, обеспечивавшая зазор в $1^1/_4$ дюйма (рис. 1). Этот зазор мог быть заполнен ураном. Мы использовали 74,2 *кг* U_3O_8, размещенных в девяти плоских железных ящиках, имевших форму квадрата со стороной около одного фута и высотой около дюйма. Эти ящики легко вставлялись в зазор и вынимались из него, так что было возможно часто сравнивать интенсивности нейтронов при наличии урана и без него. Результаты измерений активации индиевых детекторов, защищенных кадмием, приведены для обоих случаев в табл. II (графы 2 и 3). В первой графе указано положение детектора в обозначениях табл. I с той только разницей, что положения —0 и +0 соответствуют размещению детектора непосредственно ниже или выше зазора. Явное возрастание резонансной активации индия вблизи слоя урана обусловлено преимущественно образованием нейтронов в уране.

Резонансное поглощение нейтронов в уране и вылет нейтронов через боковые стороны зазора требуют введения поправок. Как правило, для

Таблица II

Активация индиевого детектора резонансными нейтронами в графитовой колонке при наличии и отсутствии урана в зазоре

Положение	С ураном	Без урана	Разность	Положение	С ураном	Без урана	Разность
—0	0,522	0,338	0,18	2	0,2554	0,0634	0,1920
+0	0,489	0,341	0,15	3	0,1471	0,0280	0,1191
1	0,357	0,144	0,22	5	0,0412	0,0052	0,036

учета различных способов образования или потерь нейтронов в нашей колонне мы при анализе этих и подобных им результатов вводили источники нейтронов с подходящей энергией и интенсивностью (которая могла быть положительной или отрицательной). Так, разность, приведенная в графе 4 табл. II, появляется в результате действия следующих источников.

1) Положительного источника быстрых нейтронов, образовавшихся в уране. Этот источник не распределен равномерно по слою урана, так как плотность тепловых нейтронов, которые после поглощения в уране приводят к появлению быстрых нейтронов, наиболее велика в центре и спадает до нуля по краям. С достаточной точностью можно принять, что интенсивность пропорциональна

$$\sin\frac{\pi x}{a}\sin\frac{\pi y}{a}.$$

Обозначения здесь те же самые, что и в разделе I. В дальнейшем источник с таким распределением будет называться синус-синусным источником.

2) Отрицательного синус-синусного источника нейтронов с энергией уранового резонанса (10 *эв*). Этот источник соответствует резонансному поглощению нейтронов в уране.

3) Положительного источника, представляющего различие (при наличии и отсутствии урана) в потерях нейтронов первичного источника за счет вылета через боковые стороны зазора.

4) Отрицательного источника, представляющего потери (при наличии урана) нейтронов вторичного источника за счет бокового вылета через зазор.

5) Положительного источника, представляющего действие зазора на упомянутой выше источник нейтронов с энергией 10 *эв*.

Активности, наводимые в детекторе всеми требующими учета источниками, вычислены в приложениях А и Б. В табл. А для различных положений детектора приведены значения активности, наводимой различными источниками единичной интенсивности. Уровни активности, обусловленной влиянием зазора, вычислены в Приложении Б и приведены в табл. Б. Мы считали зазор эквивалентным слою углерода толщиной L, которая, как показано в Приложении Б, отличается от геометрической ширины зазора. Принималось, что для зазора без урана $L = 8$ *см*, а для зазора с поставленным в него ураном $L = 5$ *см*. Эти значения определялись несколькими способами: сравнением активностей без зазора и с ним, анализом активностей при постановке источника ближе к зазору, непосредственным сравнением числа нейтронов, вылетающих из зазора, с числом нейтронов, вылетающих из слоя углерода той же толщины.

В табл. III для различных положений детектора приведены данные о резонансной активации индия, обусловленной каждым из упоминавшихся выше источников нейтронов. Эти данные были получены умножением чисел, приведенных в табл. А и Б, на значения интенсивностей ис-

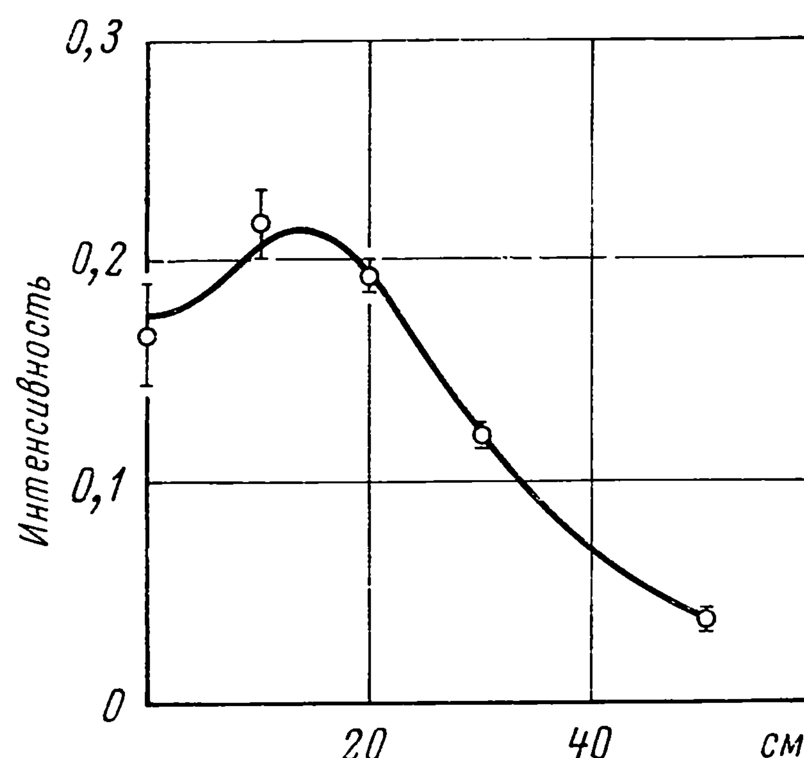


Рис. 3

точников I, эффективных толщин зазора L и активностей A в месте расположения зазора. Эти значения приведены в верхней части каждой графы. Для получения хорошего согласия с экспериментальными данными было принято, что интенсивность уранового источника быстрых нейтронов [3] $I_U = 0{,}0218$, а интенсивность уранового источника резонансных нейтронов $I_{рез} = -0{,}0013$. Алгебраическая сумма активностей, обусловленных всеми источниками, приведена в графе 7. Она должна сравниваться с приведенным в графе 8 возрастанием резонансной активности, наблюдавшимся при постановке урана. Данные графы 7 были использованы для построения кривой на рис. 3, а точками показаны данные графы 6. Видно, что получено хорошее согласие в пределах погрешностей эксперимента. Следует указать, что в положениях 2 и 3 (где измерения производились наиболее тщательно) эффекты, связанные с резонансным поглощением и зазором, составляют всего лишь 10% наблюдавшегося возрастания.

Таблица III

Активация индиевого детектора резонансными нейтронами от различных источников (см. текст)

Положение	Источники					Вычислено	Эксперимент
	быстрый $I_U = 0{,}0218$	10 эв $I_{рез} = 0{,}0013$	зазор: первичн. $L = 3$ см, $A_{In} = 0{,}34$	зазор: вторичн. $L = 5$ см, $A'_{In} = 0{,}29$	зазор: резон. $L = 5$ см, $A''_{In} = 0{,}1$		
0	+0,3196	−0,1130	+0,0136	−0,0465	+0,0057	0,1794	0,166±0,023
1	+0,2888	−0,0572	+0,0058	−0,0305	+0,0014	0,2083	0,216±0,017
2	+0,2123	−0,0062	+0,0025	−0.0171	+0,0001	0,1916	0,1920±0,008
3	+0,1280	−0,0013	+0,0011	−0,0083		0,1195	0,1191±0,004
5	+0,0383	−0,0001	+0,0002	−0,0014		0,0370	0,036±0,004

[3] При этом молчаливо предполагается, что вторичные нейтроны имеют такое же энергетическое распределение, что и первичные нейтроны. Однако если бы начальные энергии нейтронов от этих источников различались в 10 раз, то это изменило бы примерно на 2% оценку интенсивности источника быстрых нейтронов, основанную на измерениях в положениях 2 и 3.

Поэтому оценка интенсивности вторичного источника, основанная на этих измерениях, должна быть вполне надежна [4].

Аналогичные опыты делались также с помощью иодных детекторов. Энергия нейтронов, вызывающих резонансную активацию иода, по-видимому, больше энергии уранового резонанса, так что резонансное поглощение в уране не должно сказываться на результатах опытов. С другой стороны, иодные детекторы активируются значительно хуже индиевых, и поэтому достижимая точность не так велика. Интенсивность вторичного источника, полученная по измерениям с иодом, находилась в достаточно хорошем согласии со значением 0,0218, полученным по измерениям с индием.

Раздел III

ПОГЛОЩЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В УРАНЕ

Поглощение тепловых нейтронов в уране описывалось с помощью отрицательного источника. Для оценки его интенсивности проводились измерения активации индиевых детекторов (закрытых только никелем) как при наличии, так и в отсутствие урана в зазоре. Результаты этих измерений приведены в графах 2 и 3 табл. IV. Величины соответствующих активностей, наводимых тепловыми нейтронами, приведены в графах 4 и 5. Они находились таким же образом, как и данные табл. I. Разность уровней активности, наводимой тепловыми нейтронами в присутствии урана и без него, приведена в графе 6.

Анализ этой разницы проводился методом, подобным использованному в разделе II, и состоял в приписании тепловой активации действию различных источников, перечисленных в табл. А и Б Приложения. Подробности анализа содержатся в табл. V. Данные этой таблицы были получены умножением чисел, содержащихся в табл. А и Б, на соответствующие значения интенсивностей источников I, эффективных толщин зазора L и активностей в месте расположения зазора A. Эти значения указаны в верхней части граф 2—6 табл. V. Вычисленные таким образом вклады от разных источников суммировались с экспериментально определенной разностью активаций под действием тепловых нейтронов при наличии и в отсутствие урана. Эти значения активности, приведенные в графе 8, должны быть приписаны действию отрицательного источника тепловых нейтронов. Его интенсивность может быть найдена делением данных графы 8 на активации A_5, вызываемые тепловым источником единичной интенсивности (табл. А). Такие результаты содержатся в графе 9. За интенсивность отрицательного источника тепловых нейтронов было принято сред-

[4] Оценка интенсивности источника, связанного с резонансным поглощением (— 0,0013), гораздо менее надежна. Объясняется это тем, что влияние этого эффекта трудно отделить от влияния утечки через зазор.

Таблица IV

Активация индиевого детектора тепловыми нейтронами в графитовой колонне при наличии и отсутствии урана в зазоре

Положение	Ni-In-Ni		Тепловые нейтроны		
	с ураном	без урана	с ураном	без урана	разность
—0	4,533	6,363	3,870	5,911	2,041
0	3,853	6,050	3,227	5,595	2,368
1	2,800	3,860	2,326	3,631	1,305
2	2,230	2,488	1,873	2,352	0,479
3	1,606	1,550	1,374	1,455	0,081

Таблица V

Активация индиевого детектора тепловыми нейтронами от различных источников (см. текст)

Положение	Источники					Набл. разность	Всего	$I_{тепл}$
			Зазор					
	Быстрый $I_U = 0{,}0218$	10 *эв* $I_{рез} = 0{,}0013$	Перв. $L_0 - L_U = 3$ $A_{In} = 0{,}34$	Втор. $L_U = 5$ $I_U = 0{,}0218$	Резон. $L_U = 5$ $I_{рез} = 0{,}0013$			
0	1,168	—0,205	0,041	—0,211	0,014	2,205	3,012	0,0100
1	1,111	—0,183	0,035	—0,192	0,012	1,305	2,088	0,0115
2	0,964	—0,134	0,026	—0,151	0,008	0,479	1,192	0,0109
3	0,771	—0,086	0,017	—0,123	0,006	0,081	0,680	0,0103
						Среднее $I_{тепл} = 0{,}0107$		

нее значение, равное 0,0107. Этот источник состоит из нескольких источников:

положительного источника, обусловленного тем, что поглощение в алюминии при пустом зазоре больше, чем при наличии урана;

отрицательного источника, описывающего поглощение в железе, из которого были сделаны контейнеры для урана;

положительного источника, обусловленного тем, что при наличии урана в зазоре через него ускользает меньшее количество тепловых нейтронов, чем через пустой зазор;

отрицательного источника, описывающего искомое поглощение в уране.

Поглощение в дюрале и железе было определено с помощью графитовой колонны. Для этого зазор ликвидировался, в положение 0 ставились дюралевые пластины и измерялось наблюдавшееся при этом уменьшение активации под действием тепловых нейтронов, которое зависело экспоненциально от расстояния до зазора. В месте расположения зазора уменьшение активации, обусловленное дюралем, составляло 0,54 при уровне активации 7,74. Как видно из графы 6 табл. IV, в этом месте различие в активациях под действием тепловых нейтронов при наличии и отсутствии урана в зазоре составляет в среднем 2,204. При этом значении уменьшение активности, обусловленное дюралем, должно составлять 0,154. Согласно выражению (23), интенсивность источника тепловых нейтронов, вызывающего такую активацию, будет равна частному от деления этого числа на 302. Поскольку в действительности для рамы было использовано в 1,1 раза больше дюраля, то для интенсивности источника тепловых нейтронов, обусловленного поглощением в дюрале, получаем значение 0,00056. Аналогичным образом было найдено, что интенсивность источника тепловых нейтронов, обусловленного поглощением в железе, составляет 0,00079. Интенсивность теплового источника, отображающего вылет тепловых нейтронов через зазор, была определена с помощью величины A_6 (табл. Б) и равенства (23) и оказалась равной 0,00206. Интенсивность теплового источника, описывающего поглощение в уране, была найдена алгебраическим вычитанием указанных величин из полной интенсивности теплового источника и оказалась равной 0,0126.

Уменьшение активации под действием тепловых нейтронов, вызванное наличием поглощающего слоя в графитовой колонне, есть мера сечения поглощения вещества слоя. Для слоя, содержащего ν поглощающих атомов на 1 *см*², сечение поглощения определяется выражением

$$\sigma = \frac{2\lambda}{3b\nu} \frac{\Delta A}{A}, \tag{12}$$

где $\Delta A/A$ — относительное уменьшение активации, обусловленное постановкой поглощающего слоя.

При вычислении сечения поглощения тепловых нейтронов в уране по формуле (12) были использованы следующие значения: $\lambda = 2{,}55$ *см*; $b = 20{,}0$ *см*; $\nu = 1{,}90 \cdot 10^{22}$ (для 8,85 *г/см*² U_3O_8); $\Delta A = 3{,}81$ [получено с помощью соотношения (23) для источника с интенсивностью 0,0126]. Величина A может быть найдена как среднее из результатов измерений при +0 и —0, приведенных в графе 4 табл. IV. Кроме того, надо ввести поправку (около 10%) для учета того обстоятельства, что вследствие поглощения плотность нейтронов внутри слоя меньше измеренной снаружи. Мы взяли значение $A = 3{,}22$ и получили при этом $\sigma = 5{,}3 \cdot 10^{-24}$ *см*². Это значение хорошо согласуется с приведенным в предыдущем сообщении «Сечения деления и поглощения в уране для тепловых нейтронов»[5].

---

[5] Мы не смогли обнаружить эту статью.— *Прим. ред. итало-амер. издания.*

В этой работе мы измеряли отношение сечений поглощения урана и марганца и нашли, что оно равно 0,59. Если принять для величины сечения поглощения марганца значение $9{,}4 \cdot 10^{-24}$ *см*², недавно найденное Разетти, то для урана полное сечение поглощения получится равным $5{,}5 \cdot 10^{-24}$ *см*².

Среднее число нейтронов, образующихся при захвате теплового нейтрона в уране, будет равно частному от деления интенсивности источника быстрых нейтронов $I_U = 0{,}0218$ на интенсивность источника, описывающего поглощение тепловых нейтронов в уране, $I_{\text{тепл}} = 0{,}0126$. Эта величина есть

$$\eta = 1{,}73. \tag{13}$$

Погрешность в определении величины η частично обусловлена случайными ошибками. Эта часть погрешности, как можно оценить по согласованности экспериментальных данных, не превышает 10%. Однако вследствие неточности вносившихся поправок действительная погрешность может быть гораздо больше.

Приложение А

АКТИВАЦИЯ, ВЫЗЫВАЕМАЯ ИСТОЧНИКОМ ЕДИНИЧНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Для того чтобы представить результаты наших измерений в виде, не зависящем ни от распада источника, ни от еженедельной замены источника, наблюдавшиеся значения активности всегда делились на относительную интенсивность нейтронного источника. За единицу интенсивности точечного источника удобно принять единицу интенсивности использованных нами источников (Rn + Be).

За единицу интенсивности источника, распределенного синус-синусным образом по горизонтальной плоскости, целесообразно принять интенсивность источника с распределением

$$\frac{4}{a^2} \sin \frac{\pi u}{a} \sin \frac{\pi v}{a}\, du dv. \tag{14}$$

Действительно, если точечный источник единичной интенсивности расположен на оси колонны, то в горизонтальной плоскости, проходящей через этот источник, интенсивность будет представляться двумерным рядом Фурье, где выражение (14) играет роль первой гармонической составляющей.

В дальнейшем значение любой синус-синусной величины, принимаемое ею на оси колонны, будет отмечаться индексом 0.

1. Активация, обусловленная резонансными нейтронами от быстрого синус-синусного источника

Если распределение нейтронов с энергией индиевого резонанса может быть описано только одним значением пробега, то производимая таким источником активация будет пропорциональна члену с $n = 1$ и $m = 1$ в двойной сумме (4). Этот член в случае источника, находящегося на оси колонны ($u = v = a/2$), имеет вид

$$q = \frac{4}{a^2 \sqrt{\pi}} \frac{1}{r_0} e^{-\frac{z^2_{\text{рез}}}{r_0^2}} e^{-\frac{\pi^2 r_0^2}{2a^2}} \sin\frac{\pi x}{a} \sin\frac{\pi y}{a}. \tag{15}$$

В действительности приходится использовать три группы нейтронов, относительные интенсивности (%) и пробеги которых приведены в разделе I. Если воспользоваться соотношением (10), то окончательная формула для нахождения величины активности примет вид

$$A_1 = 5{,}00 e^{-\left(\frac{z}{22{,}8}\right)^2} + 9{,}02 e^{-\left(\frac{z}{37}\right)^2} + 0{,}636 e^{-\left(\frac{z}{57}\right)^2}. \tag{16}$$

2. Активация, обусловленная тепловыми нейтронами от быстрого синус-синусного источника

Плотность тепловых нейтронов от такого источника единичной интенсивности определяется членом $n = 1$, $m = 1$ формулы (9). При учете выражения (11) формула для нахождения величины активации тепловыми нейтронами принимает вид

$$\begin{aligned} A_2 = 22{,}3\Big\{&\Big[1 - \Theta\Big(\frac{z}{27{,}1} + 0{,}678\Big)\Big] e^{\frac{z}{20{,}0}} + \Big[1 + \Theta\Big(\frac{z}{27{,}1} - 0{,}678\Big)\Big] e^{-\frac{z}{20{,}0}}\Big\} + \\ + 111{,}5\Big\{&\Big[1 - \Theta\Big(\frac{z}{39{,}8} + 0{,}995\Big)\Big] e^{\frac{z}{20{,}0}} + \Big[1 + \Theta\Big(\frac{z}{39{,}8} - 0{,}995\Big)\Big] e^{-\frac{z}{20{,}0}}\Big\} + \\ + 39{,}2\Big\{&\Big[1 - \Theta\Big(\frac{z}{58{,}9} + 1{,}472\Big)\Big] e^{\frac{z}{20{,}0}} + \Big[1 + \Theta\Big(\frac{z}{58{,}9} - 1{,}472\Big)\Big] e^{-\frac{z}{20{,}0}}\Big\}. \end{aligned} \tag{17}$$

3. Активация, обусловленная резонансными нейтронами от синус-синусного источника с энергией 10 *эв*

Эта величина может быть вычислена с помощью соотношения (15), если предположить, что распределение нейтронов, замедляющихся от энергии уранового резонанса (10 *эв*) до энергии индиевого резонанса (1 *эв*),

характеризуется пробегом

$$\left(20{,}6\lambda^2 \lg \frac{E_{\mathrm{U}}}{E_{\mathrm{In}}}\right)^{1/2} = 11{,}6\ \text{см}. \qquad (18)$$

Значение пробега вычислено аналогично формуле (7). При учете формулы (10) выражение для резонансной активации индия принимает вид

$$A_3 = 86{,}6 e^{-\left(\frac{z_{\text{рез}}}{11{,}6}\right)^2}. \qquad (19)$$

4. Активация, обусловленная тепловыми нейтронами от синус-синусного источника с энергией 10 *эв*

Поступая таким же образом, как и для быстрого синус-синусного источника, но используя только одно значение пробега, равное

$$r_0 = \left(20{,}6\lambda^2 \lg \frac{E_{\mathrm{U}}}{E_{\mathrm{T}}}\right)^{1/2} = 18{,}7\ \text{см}, \qquad (20)$$

получаем для активации нейтронами тепловых энергий выражение

$$A_4 = 155{,}5 \left\{\left[1 - \Theta\left(\frac{z}{18{,}7} + 0{,}468\right)\right] e^{\frac{z}{20{,}0}} + \left[1 + \Theta\left(\frac{z}{18{,}7} - 0{,}468\right)\right] e^{-\frac{z}{20{,}0}}\right\}. \qquad (21)$$

5. Активация, обусловленная синус-синусным источником тепловых нейтронов

Решение уравнения (8) для нашей геометрии имеет вид

$$n = \frac{6b_{11}}{\lambda v a^2} e^{-\frac{z}{b_{11}}} \sin \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi y}{a}. \qquad (22)$$

Учитывая соотношение (11), получаем следующее выражение для активации под действием тепловых нейтронов при заданном положении детектора

$$A_5 = 302 e^{-\frac{z}{20{,}0}}. \qquad (23)$$

Значения перечисленных активаций, вычисленные для различных положений детектора, приведены в табл. А.

Таблица А

Активация индиевого детектора резонансными и тепловыми нейтронами от различных синус-синусных источников с единичной интенсивностью, которые находятся в положении 0

Положения	Источники				
	быстрый		10 *эв*		тепловой
	рез. A_1	тепл. A_2	рез. A_3	тепл. A_4	тепл. A_5
0	14,66	53,56	86,6	158,0	302
1	13,25	50,97	44,0	140,7	182
2	9,74	44,22	4,8	103,1	109
3	5,87	35,36	0,1	66,2	66
5	1,76	18,48	—	24,4	24

Приложение Б

УМЕНЬШЕНИЕ АКТИВАЦИИ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ПОТЕРЕЙ НЕЙТРОНОВ В ЗАЗОРЕ

Предположим сначала, что зазор заполнен углеродом. Число нейтронов, ускользающих через боковые стороны зазора в единицу времени с элементарной площадки $du\,dv$, будет равно

$$Q = \frac{\lambda v}{3} L\left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2}\right) du\,dv, \tag{24}$$

где L — ширина зазора; n — плотность нейтронов. В месте расположения зазора $n = n_0 \sin\frac{\pi x}{a} \sin\frac{\pi y}{a}$. Таким образом, влияние зазора может быть представлено с помощью отрицательного синус-синусного источника, интенсивность которого (в единицах, определенных в приложении А) составляет

$$I = \frac{\pi^2}{6} \lambda v L n_0. \tag{25}$$

Для тепловых нейтронов эта формула применима непосредственно. Для быстрых нейтронов n_0 надо заменить на $n_0(t)dt$, т. е. на плотность нейтронов возрастного интервала dt, имеющуюся на оси колонны. Эта величина связана с $q_0(t)$ соотношением (3), так что отрицательный синус-синусный источник, представляющий потери быстрых и надтепловых нейтронов через зазор, будет характеризоваться величиной

$$dI = \frac{\pi^2}{2} L q_0(t)\,dt. \tag{26}$$

Если зазор наполнен не графитом, а другим веществом или пуст, то можно применять аналогичные формулы. Однако следует учесть изменение рассеивающих свойств среды, введя эффективную величину L. Эта величина будет больше геометрической ширины зазора, если средний свободный пробег в веществе зазора больше, чем в углероде.

1. Влияние потерь тепловых нейтронов через зазор

Мы начинаем с обсуждения этого случая, поскольку он наиболее прост. Применяя дифференциальное уравнение (8) к синус-синусному источнику, интенсивность которого определяется выражением (25), получаем, что плотность тепловых нейтронов этого источника на расстоянии ζ от зазора составляет

$$n(\zeta) = \frac{\pi^2 b}{a^2} L n_з e^{-\frac{|\zeta|}{b}}, \tag{27}$$

где b совпадает с величиной b_{11}, использованной в формуле (9), а $n_з$ — плотность тепловых нейтронов в зазоре. Тогда активация тепловыми нейтронами, обусловленная действием зазора, будет равна

$$A_6 = 0{,}022 L A_{тепл} e^{-\frac{|\zeta|}{b}}, \tag{28}$$

где $A_{тепл}$ — наблюдавшееся значение активации в месте расположения зазора.

2. Действие зазора на быстрые нейтроны первичного источника

Ускользание быстрых нейтронов первичного источника через зазор в процессе их замедления оказывает влияние на результаты измерений (проводимых вблизи зазора) как для нейтронов с энергией индиевого резонанса, так и для тепловых нейтронов. Чтобы наиболее простым образом вычислить это влияние на резонансную активность индия, воспользуемся тем обстоятельством, что в широкой области вокруг зазора наблюдающиеся значения плотности нейтронов с энергией индиевого резонанса (см. табл. II) меняются приблизительно как

$$e^{-z/l}, \tag{29}$$

где $l = 12$ *см*. Это позволяет предположить, что решение уравнения (1) для ограниченного интервала значений возраста имеет вид

$$q = e^{-z/l} f(t). \tag{30}$$

Тогда для синус-синусного распределения мы найдем из уравнения (1), что в месте расположения зазора справедливо выражение

$$q_3(t) = q_3(\mathrm{In})\, e^{-\left(\frac{\pi^2}{a^2}-\frac{1}{l^2}\right)(t-t_{\mathrm{In}})}. \quad (31)$$

Согласно соотношению (26), интенсивность отрицательного источника, отображающего действие зазора, составляет

$$dI(t) = \frac{\pi^2 L}{2}\, q_{03}(\mathrm{In})\, e^{-\left(\frac{\pi^2}{a^2}-\frac{1}{l^2}\right)(t-t_{\mathrm{In}})}\, dt. \quad (32)$$

Отсюда следует, что число нейтронов, связанных с таким источником, будет характеризоваться величиной

$$q(\mathrm{In}) = q_3(\mathrm{In})\frac{2\pi^{3/2}L}{a^2}\int_0^\infty \frac{1}{2\sqrt{T}} e^{-\frac{T}{l^2}-\frac{\zeta^2}{4T}}\, dT = \frac{\pi^2 L l}{a^2} e^{-\frac{|\zeta|}{l}} q_3(\mathrm{In}), \quad (33)$$

где $T = t_{\mathrm{In}} - t$, а ζ — расстояние до зазора. Итак, активация нейтронами с энергией индиевого резонанса есть

$$A_7 = 0{,}0133 L A_{\mathrm{In}} e^{-\frac{|\zeta|}{l}}, \quad (34)$$

где A_{In} — наблюдавшееся значение активации в месте расположения зазора.

Для того чтобы получить активацию под действием тепловых нейтронов, связанную с рассматриваемым источником, надо определить распределение появляющихся тепловых нейтронов. Поступая так же, как при выводе уравнения (33), получаем

$$q(\text{тепл}) = \frac{\pi^2 L l}{a^2} e^{-\frac{|\zeta|}{l}} q_3(\text{тепл}), \quad (35)$$

или, учитывая соотношение (31),

$$q(\text{тепл}) = \frac{\pi^2 L l}{a^2} q_3(\mathrm{In})\, e^{-\left(\frac{2\pi^2}{a^2}-\frac{1}{l^2}\right)(t_{\text{тепл}}-t_{\mathrm{In}})} e^{-\frac{|\zeta|}{l}}. \quad (36)$$

Решение дифференциального уравнения (8) при таком выражении для q имеет вид

$$n = \frac{3\pi^2 l L q_3(\mathrm{In})\, e^{-\left(\frac{2\pi^2}{a^2}-\frac{1}{l^2}\right)(t_{\text{тепл}}-t_{\mathrm{In}})}}{\lambda v a^2\left(\frac{1}{b^2}-\frac{1}{l^2}\right)}\left(e^{-\frac{|\zeta|}{l}} - \frac{b}{l} e^{-\frac{|\zeta|}{b}}\right). \quad (37)$$

Отсюда, используя соотношения (10) и (11), получаем для активации тепловыми нейтронами

$$A_8 = 0{,}0602 L A_{\mathrm{In}} \left(1{,}67 e^{-\frac{|\zeta|}{20{,}0}} - e^{-\frac{|\zeta|}{12}}\right). \quad (38)$$

3. Действие зазора на нейтроны, образующиеся в уране

В этом случае неприменимо приближение, использованное в предыдущем разделе, так как интенсивность нейтронов, образующихся в уране, в окрестности зазора не обнаруживает экспоненциального изменения. Отрицательный источник, представляющий эту часть влияния зазора, имеет следующую интенсивность:

$$dI(t) = \frac{\pi^2 L}{2} \sqrt{\frac{t_{\text{In}}}{t}}\, e^{-\frac{2\pi^2}{a^2}(t-t_{\text{In}})} q_{03}(\text{In})\, dt. \tag{39}$$

Число нейтронов с энергией индиевого резонанса, связанных с таким источником, на расстоянии ζ от зазора характеризуется величиной

$$q(\text{In}) = q_3(\text{In}) \frac{\pi^{3/2} L r_{\text{In}}}{2a^2} \int_0^1 \frac{e^{-\left(\frac{\zeta}{r_{\text{In}}}\right)^2 \frac{1}{\xi}}}{\sqrt{\xi(1-\xi)}}\, d\xi. \tag{40}$$

Активация под действием таких нейтронов составляет тогда

$$A_9 = 0{,}01 L A'_{\text{In}} \int_0^1 \frac{e^{-\left(\frac{\zeta}{32}\right)^2 \frac{1}{\xi}}}{\sqrt{\xi(1-\xi)}}\, d\xi, \tag{41}$$

где A'_{In} — та доля наблюдавшейся величины резонансной активности, которая связана с урановым источником. В этом выражении для наилучшего удовлетворения экспериментальным данным с помощью только одного значения пробега принято, что $r_{\text{In}} = 32$ *см*.

Перейдем теперь к вычислению влияния на активацию, вызываемую тепловыми нейтронами. В месте расположения зазора число нейтронов возраста t, связанных с урановым источником интенсивности I_{U}, характеризуется величиной

$$q_{03}(t) = \frac{e^{-\frac{2\pi^2 t}{a^2}}}{2\sqrt{\pi t}} \frac{4}{a^2} I_{\text{U}}, \tag{42}$$

которая может быть найдена из соотношений (5) и (15). Поскольку некоторые из указанных нейтронов ускользают через боковые стороны зазора, то это приводит к появлению отрицательного синус-синусного источника. Число появляющихся тепловых нейтронов, связанных с этим источником, может быть найдено с помощью уравнения (26) и характеризуется величиной

$$q(\text{тепл}) = \frac{2\pi I_{\text{U}} L}{a^4} \sin\frac{\pi x}{a} \sin\frac{\pi y}{a}\, e^{-\frac{2\pi^2 t_{\text{тепл}}}{a^2}} \int_0^1 \frac{e^{-\frac{\zeta^2}{4 t_{\text{тепл}} \xi}}}{\sqrt{\xi(1-\xi)}}\, d\xi. \tag{43}$$

При таком выражении для q решение уравнения (8), дающее плотность тепловых нейтронов, имеет вид

$$n = \frac{3}{\lambda v} \frac{\pi b}{a^4} LI_{\text{U}} \sin \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi y}{a} e^{-\frac{2\pi^2 t_{\text{тепл}}}{a^2}} \int_{-\infty}^{\infty} F\left(\frac{\zeta_0^2}{4t_{\text{тепл}}}\right) e^{-\frac{|\zeta - \zeta_0|}{b}} d\zeta, \tag{44}$$

где

$$F\left(\frac{\zeta_0^2}{4t_{\text{тепл}}}\right) = \int_0^1 \frac{e^{-\frac{\zeta_0^2}{4t\chi}}}{\sqrt{\chi(1-\chi)}} d\chi.$$

Соответствующую активацию тепловыми нейтронами можно найти, приняв, что в среднем $t_{\text{тепл}} = 309$ *см*^{2}:

$$A_{10} = 0{,}0272 LI_{\text{U}} \int_{-\infty}^{\infty} F\left(\frac{\zeta_0^2}{1236}\right) e^{-\frac{|\zeta - \zeta_0|}{20{,}0}} d\zeta_0. \tag{45}$$

4. Действие зазора на источник с энергией 10 *эв*

Вычисления для этого случая совершенно аналогичны вычислениям в предыдущем разделе. Единственное отличие состоит в том, что величина t_{In} должна быть заменена на $t_{\text{In}} - t_{\text{рез}}$, а величина $t_{\text{тепл}}$ на $t_{\text{тепл}} - t_{\text{рез}}$, где $t_{\text{рез}}$ — возраст нейтронов с энергией уранового резонанса. Соответственно получатся следующие выражения для активаций, вызываемых нейтронами с энергией индиевого резонанса и тепловыми нейтронами:

$$A_{11} = 0{,}00363 LA''_{\text{In}} \int_0^1 \frac{e^{-\left(\frac{\zeta}{11{,}6}\right)^2 \frac{1}{\xi}}}{\sqrt{\xi(1-\xi)}} d\xi \tag{46}$$

и

$$A_{12} = 0{,}0446 LI_{\text{U}} \int_{-\infty}^{\infty} F\left(\frac{\zeta_0^2}{4\left[t_{\text{тепл}} - t_{\text{рез}}\right]}\right) e^{-\frac{|\zeta - \zeta_0|}{b}} d\zeta_0, \tag{47}$$

где A''_{In} — та доля резонансной активации индия, которая обусловлена действием источника с энергией 10 *эв*.

В табл. Б приведены значения активации, вызываемые нейтронами с энергией индиевого резонанса и тепловыми нейтронами от перечисленных источников. Все значения вычислены для зазора единичной ширины. Значения A_6 вычислены для единичной активации тепловыми нейтронами,

Таблица Б

Влияние зазора на активацию индиевого детектора, наводимую резонансными и тепловыми нейтронами от различных источников. Для получения активации числа, приводимые в таблице, должны быть умножены на величины, указанные в каждой графе

Положения	Источники						
	тепловой	быстрый, первичный		быстрый, вторичный		10 *эв*	
	тепл. A_6	рез. A_7	тепл. A_8	рез. A_9	тепл. A_{10}	рез. A_{11}	тепл. A_{12}
	$LA_{тепл}$	LA_{In}	LA_{In}	LA'_{In}	LI_U	LA''_{In}	$LI_{рез}$
0	0,0220	0,01330	0,0403	0,0314	1,94	0,0114	2,14
1	0,0131	0,00571	0,0344	0,0210	1,76	0,0028	1,78
2	0,0078	0,00244	0,0253	0,0118	1,39	0,0002	1,21
3	0,0047	0,00104	0,0171	0,0057	0,99		0,76
5	0,0017	0,00019	0,0041	0,0010	0,44		0,28

наблюдавшейся в месте расположения зазора; A_7 и A_8 — для единичной активации нейтронами с энергией индиевого резонанса, наблюдавшейся в месте расположения зазора; A_9 — для единичной активации нейтронами с энергией индиевого резонанса, обусловленной урановым источником; A_{10} — для единичной интенсивности уранового источника быстрых нейтронов; A_{11} — для единичной активации нейтронами с энергией индиевого резонанса, обусловленной резонансным поглощением урана; A_{12}— для единичной интенсивности источника с энергией 10 *эв*.

Колумбийский университет,
Нью-Йорк, штат Нью-Йорк

К статье 90

С развертыванием исследований стала ощущаться необходимость в получении более подробных сведений о резонансном поглощении в уране. Результаты, содержавшиеся в моей диссертации, могли быть использованы для вычисления этого эффекта в тонких слоях урана, но на них нельзя было положиться в случаях больших масс урана. К этому времени утвердилась идея использования урана в блоках, чтобы уменьшить потери на резонансное поглощение. Ферми хотел установить, насколько велико резонансное поглощение в сферических блоках из окиси урана (металлического урана еще не было в нашем распоряжении), в частности, для того случая, когда такие блоки размещались внутри графита. Он уже тогда начал обдумывать крупномасштабный эксперимент, который мог бы довольно непосредственным образом проверить «размножительные» свойства уран-графитовых решеток. Ферми хотел знать, насколько большими надо сделать блоки из урановой окиси и как их расположить внутри графитовой среды.

К тому времени Урановый комитет был реорганизован и подчинен Национальному комитету по оборонным исследованиям. В расширяющуюся программу исследований оказалась вовлечена и группа из Принстонского университета, руководимая проф. Г. Смитом. Физики Принстона интересовались делением еще с тех пор, как Нильс Бор привез известие об открытии этого процесса. Ими велись и экспериментальные, и теоретические исследования в этой области. Принстонской группе казалось целесообразным координировать свою работу с работой, ведущейся в Колумбийском университете. Однако недоразумения и правила секретности помешали сначала установлению сотрудничества между этими университетами. Затем, на специальной конференции в Вашингтоне (в январе 1941 г.), Ферми ознакомил Е. Вигнера и Дж. Уилера с результатами некоторых из опытов, выполненных в Колумбийском университете. Это обстоятельство вместе с результатами независимого изучения Вигнером теоретических аспектов цепной реакции позволило принстонским физикам спланировать дальнейшую работу, связанную с урановым проектом.

В марте 1941 г. было решено, что эксперимент по резонансному поглощению нейтронов следует провести в Принстоне под руководством и при участии Ферми и моем. В Принстоне был работающий циклотрон и два способных молодых физика-ядерщика Р. Вильсон и Е. Крейтц. Совместный эксперимент должен был помочь принстонской группе овладеть теми приемами в области физики медленных нейтронов, которые были разработаны в Колумбийском университете.

На время проведения эксперимента я переехал в Принстон, а Ферми часто приезжал туда для участия в работе. Там мы сблизились с Е. Вигнером, который живо интересовался нашими исследованиями и внимательнейшим образом проверял наши результаты.

Г. Андерсон

90

ЗАХВАТ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ В УРАНОВОЙ СФЕРЕ, ПОМЕЩЕННОЙ ВНУТРИ ГРАФИТА *

(Совместно с Г. Андерсоном, Р. Вильсоном и Е. Крейтцем)

Для замедления нейтронов до тепловых энергий с успехом может быть использован графит. Когда внутри графита располагается блок урана, то некоторая часть нейтронов резонансно поглощается в уране, не успев достигнуть тепловых энергий. Целью данного эксперимента являлось нахождение меры числа нейтронов, поглощаемых таким образом в случае, когда урановый блок имел форму сферы из U_3O_8.

Способность урановой сферы к поглощению резонансных нейтронов из близлежащей области удобно характеризовать некоторым объемом. Физически эта величина является тем объемом графитовой среды, из которого все резонансные нейтроны «всасываются» ураном. Обозначим через ν_U число резонансных нейтронов, поглощаемых урановой сферой в 1 *сек*, а через q (U) — плотность замедления, т. е. число нейтронов в 1 $см^3$ и 1 *сек*, энергия которых проходит, уменьшаясь, через значение энергии уранового резонанса (может быть, не единственного). Тогда отношение этих двух величин, имеющее размерность $см^3$, и будет равно упомянутому объему. Мы будем называть его объемом резонансного поглощения для данной сферы.

Число захватов, происходящих в урановой сфере

Для измерения числа захватов резонансных нейтронов в урановой сфере было использовано то обстоятельство, что в результате резонансного захвата нейтронов образуется радиоактивный изотоп урана с периодом полураспада 24 *мин.*[1] При наличии кадмиевого покрытия, достаточного для поглощения тепловых нейтронов, число резонансных захватов в 1 *сек*, происходящих в сфере, равно числу β-распадов в 1 *сек*, испытываемых изотопом с 24-минутным периодом при равновесии. Число рас-

---

* *Capture of Resonance Neutrons by a Uranium Sphere Imbedded in Graphite.* (With H. Anderson, R. Wilson and E. Creutz.) Приложение А к отчету А-12, направленному в Национальный комитет по оборонным исследованиям Г. Д. Смитом, Принстонский университет (1 июня 1941 г.).

[1] L. Meitner, O. Hahn, F. Strassmann. Zeits. f. Phys., 1937, **106**, 249. Для периода полураспада авторы указывают значение 23 *мин.*

падов находилось по измерениям β-активности малого репрезентативного образца U_3O_8, очищенного от продуктов деления и урана X. Для измерений образец распределялся как можно более равномерно по алюминиевой фольге размером 4 × 6 *см*^{2} и заклеивался прозрачной липкой лентой из целлюлозы. Фольга сворачивалась в трубочку, вставлялась внутрь тонкого бакелитового цилиндра и надевалась на счетчик Гейгера—Мюллера таким (фиксированным) образом, чтобы покрыть бо́льшую часть его чувствительного объема. Использовался тонкостенный посеребренный стеклянный счетчик диаметром 2 *см* и эффективной длиной 5 *см*, наполнявшийся смесью аргона (9 *см*) и спирта (1 *см*). Счетная установка была снабжена стабилизированным источником напряжения и регистратором с пересчетом на 16. Наблюдавшаяся активность была обусловлена не только распадом 24-минутного изотопа, но и накоплением урана X. Величина ν_U может быть вычислена из результатов измерений по формуле

$$\nu_U = \frac{A_U}{A_{UX}} \frac{\eta_U}{\eta_{UX}} N, \qquad (1)$$

где A_U — активность 24-минутного изотопа в образце при насыщении (*имп/мин*); A_{UX} — активность UX в образце при насыщении (*имп/мин*); $N = 9{,}42 \cdot 10^7$ — число β-распадов UX за 1 *сек* в урановой сфере (содержащей 9170 *г* U_3O_8). Коэффициенты η_U и η_{UX} учитывают поглощение β-лучей.

Для учета поглощения β-лучей была измерена толщина стенок счетчика. С этой целью при помощи другого счетчика, служившего детектором β-лучей, сравнивалось поглощение β-лучей радия E в основном счетчике и алюминиевом цилиндре известной толщины (в одинаковых геометрических условиях). Было найдено, что толщина счетчика эквивалентна 0,029 *г/см*^{2} алюминия. Величина поправочных множителей, учитывающих поглощение β-лучей, определялась (в предположении, что поглощение подчиняется экспоненциальному закону) следующим образом: между счетчиком и образцом помещалась алюминиевая трубка толщиной 0,043 *г/см*^{2}, поглощение в которой было эквивалентно суммарному поглощению в стенке счетчика, липкой ленте и образце; величина η равна отношению значений активностей, найденных при измерении без алюминиевого экрана и с ним.

Плотность замедления

Плотность замедления q может быть измерена с помощью защищенных кадмием тонких детекторов резонансных нейтронов, расположенных вблизи урановой сферы. Значение A, активности такого детектора при насыщении, пропорционально q, плотности замедления в графите для резонансной энергии детектора:

$$A = \varkappa q. \qquad (2)$$

Коэффициент пропорциональности $\varkappa$ может быть найден методом, указанным в другом отчете [2]. Он состоит в сравнении активации детектора в графите с активацией того же самого детектора в большом баке с водой на известном расстоянии от радон-бериллиевого источника нейтронов.

Так как пространственное распределение нейтронов зависит от их энергии, то величина q, найденная описанным образом с помощью некоторого детектора, может значительно отличаться от величины q (U), подлежащей определению в данном эксперименте. Чтобы найти q (U) по измеренным q, следует прибегнуть к дифференциальному уравнению, опи сывающему процесс замедления [3]. Это уравнение имеет вид

$$\Delta q = \frac{\partial q}{\partial t}, \tag{3}$$

где для графита

$$t = 2{,}233 \int_{E}^{E_0} \lambda^2 (E) \frac{dE}{E}.$$

Пространственное распределение нейтронов с энергиями индиевого и иодного резонансов

Эксперименты были выполнены с помощью графитовой колонны, торец которой имел размеры 61 × 61 *см*², а длина — 81 *см*. Колонна состояла из графитовых брусков размером 4 × 4 × 12 *дюйм*³. Торец колонны находился на расстоянии около 36,5 *см* от мишени принстонского циклотрона, которая являлась источником нейтронов. Нейтроны получались при бомбардировке Be протонами с энергией 8 *Мэв*. Для изготовления детектора взвешенное количество In_2O_3 (около 25 *мг*) наносилось на бумажную подложку площадью 1,9 × 3,8 *см*² и заклеивалось прозрачной липкой лентой из целлюлозы. Иодные детекторы изготавливались таким же образом из 60 *мг* PbI_2. Используя 10 подобных детекторов, можно было снять всю кривую распределения за одно облучение. Во всех опытах детекторы были защищены кадмием толщиной 0,45 *г/см*². На рис. 1 изображены ре-

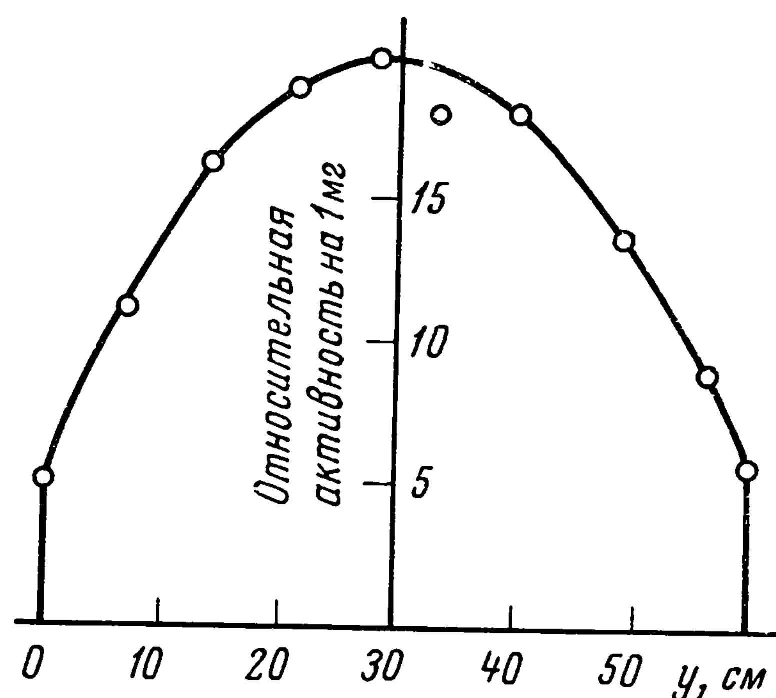


Рис. 1

[2] H. L. Anderson, E. Fermi. Standarts in Slow Neutron Measurements. (Статья [Б140].)

[3] H. L. Anderson, E. Fermi. Production and Absorption of Slow Neutrons in Carbon. (Статья 87.)

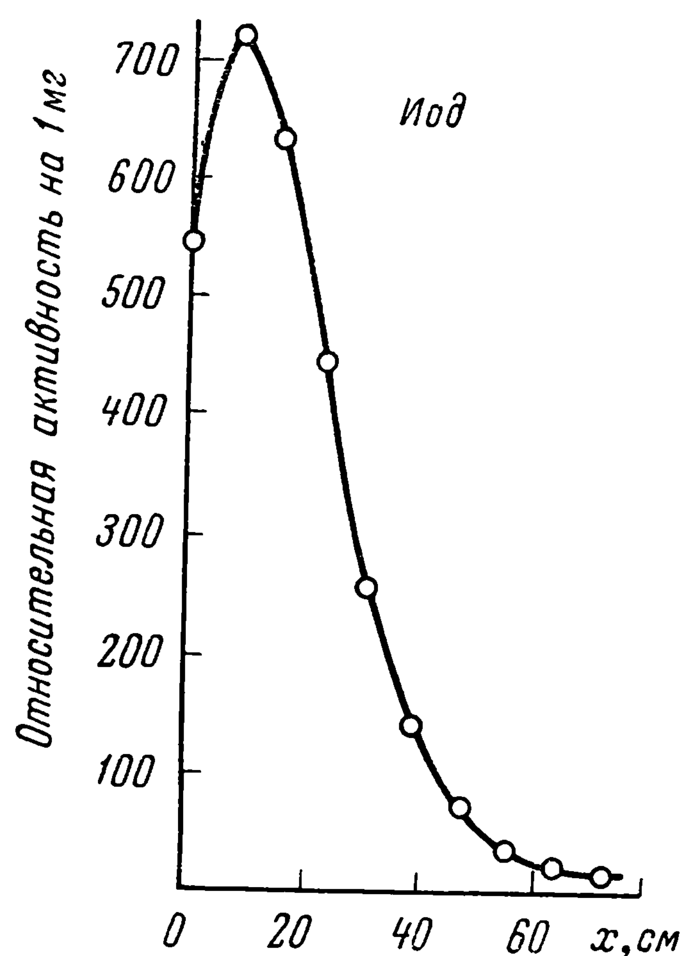


Рис. 2

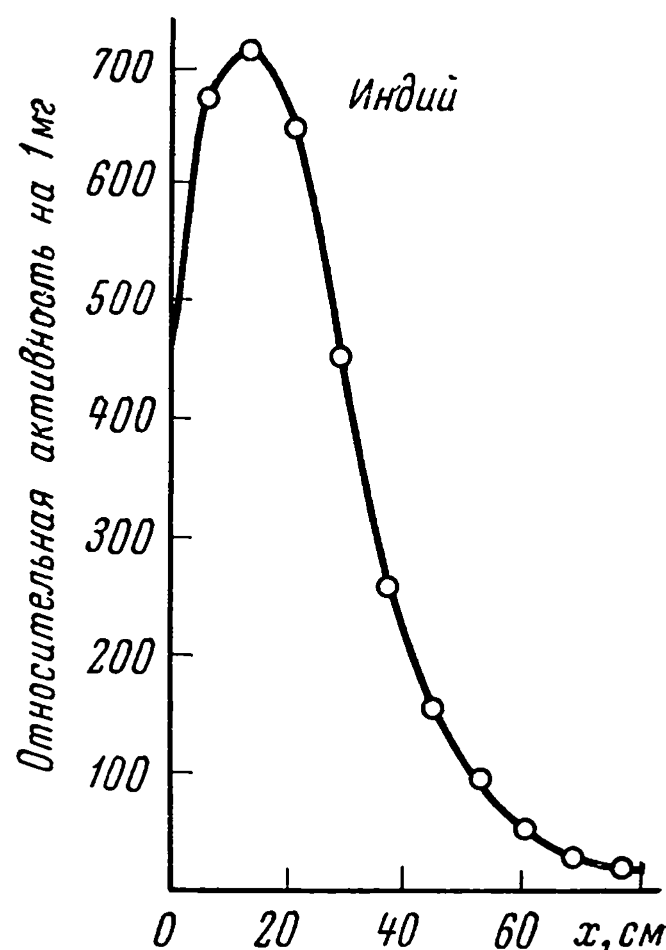


Рис. 3

зультаты измерений при расположении детекторов в плоскости, параллельной торцу и отстоящей от него на расстоянии 30,5 *см*. Если бы колонна была расположена изолированно, то при экстраполяции активность спала бы до нуля на расстоянии $\lambda/\sqrt{3}$ от стороны колонны. Влияние окружающих предметов приводит к увеличению эффективной ширины колонны примерно до 70 *см*. Экспериментальная кривая очень близка к распределению типа косинуса для такого значения ширины.

На рис. 2 и 3 изображены распределения нейтронов с энергиями иодного и индиевого резонансов вдоль оси колонны. Если воспользоваться уравнением (3) и принять эффективную ширину графитового параллелепипеда равной 70 *см*, то из «иодной» кривой можно получить «индиевую», приняв [4], что отношение резонансных энергий $E_I/E_{In} = 100$.

Эксперименты с урановой сферой

«Урановая сфера» выглядела следующим образом: в тонкостенной медной сфере радиуса 8,5 *см* помещалось 9170 *г* U_3O_8; в сфере имелось коническое углубление, в которое мог вставляться кадмиевый конус, содержащий около 4 *г* очищенной окиси урана. В графитовой колонне была сделана шарообразная выемка, куда могла помещаться урановая сфера. Сфера ставилась в графитовую колонну на различных расстояниях от

[4] H. L. Anderson. Resonance Capture of Neutrons by Uranium. (Phys. Rev., 1950, 80, 499.)

торца таким образом, что центр сферы был на оси колонны, а ось кадмиевого конуса была параллельна торцу колонны. Иодные и индиевые детекторы, защищенные кадмием, становились рядом друг с другом вблизи поверхности сферы (у конуса) и, кроме того, помещались на различных расстояниях вдоль оси колонны. После облучения окись урана, находившаяся в кадмиевом конусе, растворялась в азотной кислоте и очищалась от продуктов деления и урана X с помощью экстракции эфиром [4]. Результаты таких измерений приведены в табл. I; указаны значения активности при насыщении, приходящиеся на 1 *мг* вещества детектора.

Основные данные, полученные из экспериментов, представлены в табл. II. В графе 1 указаны расстояния центра урановой сферы от переднего торца графитовой колонны. В графах 2 и 3 приведены значения плотности замедления, полученные соответственно для нейтронов с энергиями иодного и индиевого резонансов. В графе 4 содержатся сведения о полном

Таблица I

Детектор	Вес, *мг*		Сфера на 20,2 *см*				Сфера на 61 *см*			
			Расстояние	Активация (на 1 *мг*) при насыщении			Расстояние	Активация (на 1 *мг*) при насыщении		
	In_2O_3	PbI_2		In_2O_3	PbI_2	U_3O_8		In_2O_3	PbI_2	U_3O_8
1	33,5	65,7	1,7	6550	947		6	7100	978	
2	28,0	66,8	6,0	7820	1082		15	7440	978	
3	21,2	66,6	11,9	6940	975		24	6060	671	
4	25,7	57,5	20,3	5250	718	46,4	33	3960	377	
5	27,6	74,5	31	3810	442		42	2203	224	
6	34,4	60,3	38	2800	298		51	1005	82,7	2,66
7	29,3	80,3	45	2165	182		61	542	38,5	
8	26,6	71,7	52	1365	105		71,3	325	24,7	
9	32,8	69,7	59	780	57		75,5	213	22	
10	25,8	69,2	66	522	39		79,5	172	15,1	

На 30,5 *см*

Детектор	Вес, *мг*	Акт. (на 1 *мг*) при насыщ.
U_3O_8	203,5	27
PbI_2	115,1	368
In	285	2310

Детектор	Вес, *мг*	Акт. (на 1 *мг*) при насыщ.
U_3O_8	147	23,8
PbI_2	112,3	292
In	196	2590

Таблица II

Расстояние, *см*	q (иод)	q (индий)	Полное число резонансных захватов в U_3O_8 за 1 *сек*	V_I, *см*^{3}	V_{In}, *см*^{3}
20,3	7580	4910	$33 \cdot 10^6$	4400	6700
30,5	3480	4300	$18 \cdot 10^6$	5200	4200
61,0	406	507	$1,9 \cdot 10^6$	4700	3700

числе резонансных захватов за 1 *сек* в сфере из U_3O_8. В графах 5 и 6 соответственно указаны величины, получающиеся при делении данных графы 4 на числа граф 2 и 3. Если бы энергии резонансов иода и индия были равны эффективной средней энергии нейтронов, захватываемых урановой сферой, то величины в графах 5 и 6 были бы постоянны и давали бы значение объема резонансного поглощения для урановой сферы. Из таблицы видно, что V_I постоянно в пределах точности эксперимента, тогда как V_{In} обнаруживает явное уменьшение с увеличением расстояния. Это говорит о том, что эффективная энергия поглощаемых ураном нейтронов не очень далека от энергии иодного резонанса и больше энергии резонанса в индии. Такой вывод вполне согласуется с данными о резонансах, известными ранее.

Итак, результат эксперимента состоит в том, что объем резонансного поглощения, равный среднему значению величин V_I (графа 5), составляет 4800 *см*^{3}. О погрешности эксперимента можно судить по разбросу отдельных измерений.

К статье 91

Вплоть до лета 1941 г. большее значение придавалось возможности использования цепной реакции для получения энергии, а не для создания бомбы. В соответствии с этим к заседанию Уранового комитета (30 июня 1941 г.) Ферми подготовил доклад о проблемах, которые, как ожидалось, возникнут при высвобождении атомной энергии.

Интересно отметить, что Ферми ограничился рассмотрением цепной реакции на природном уране, т. е. на единственно доступном для использования в то время материале. Иными словами, Ферми исходил из существовавших тогда практических условий решения проблемы: способы выделения изотопа U^{235} и получения плутония еще только начинали исследоваться.

Г. Андерсон

91

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О ПОЛУЧЕНИИ ЭНЕРГИИ С ПОМОЩЬЮ ЦЕПНОЙ РЕАКЦИИ В УРАНЕ*

В настоящем отчете приводятся главным образом некоторые общие соображения относительно возможных методов использования цепной реакции в уране как источника энергии. Даже в том случае, когда цепная реакция использовалась бы не как источник энергии, а, например, как источник радиации (нейтронов и гамма-лучей), или как источник больших количеств радиоактивных элементов, или как способ получения элементов 93 и 94,— первостепенное значение имела бы проблема отвода большого количества энергии, выделяющейся при реакции. Действительно, скорость реакции будет, вероятнее всего, ограничиваться количеством энергии, которое удастся отвести.

К настоящему времени было предложено несколько методов получения цепной реакции. Здесь будут рассматриваться только те из них, которые предполагают использование неразделенных изотопов урана. В этом случае уран может быть использован в форме блоков из металла или окиси, размещенных в виде правильной решетки в среде из легкого вещества (углерода, бериллия, тяжелой воды). Эта среда служит для замедления нейтронов, образовавшихся при делении, что позволяет им вновь взаимодействовать с ураном, приводя тем самым к дальнейшим

---

* *Some Remarks on the Production of Energy by a Chain Reaction in Uranium.* Отчет A-14 (30 июня 1941 г.). Представлен на заседание Комитета по урану.

актам деления. Чтобы сделать наше рассмотрение по возможности более конкретным, предположим, что в качестве замедлителя используется углерод в форме графита.

Энергия, выделяемая в реакции, состоит из

а) кинетической энергии осколков деления;

б) энергии β- и γ-лучей различных радиоактивных элементов, образующихся при делении;

в) кинетической энергии нейтронов, образующихся при делении;

г) энергии связи нейтронов, образующихся при делении; она освобождается в виде гамма-лучей при захвате нейтронов.

Все эти формы энергии в конечном счете превращаются в тепловую, и для наших целей важно знать, в каком именно месте внутри или вне реагирующих веществ происходит это превращение.

В настоящее время отсутствуют точные сведения о таком распределении тепловой энергии. Тем не менее в табл. I мы попытались привести некоторые правдоподобные предположения об этом распределении. Следует подчеркнуть, что данные табл. I являются чисто иллюстративными. Кроме того, значительное влияние на них оказывает геометрическое расположение реагирующих масс вещества.

Таблица I

Источник энергии	Энергия, млрд. *дж*, на 1 *г* U^{235}	Место выделения тепловой энергии
Кинетическая энергия продуктов деления	70	Урановые блоки
β-лучи радиоактивных веществ	5	Урановые блоки
γ-лучи радиоактивных веществ	2	70% — урановые блоки 25% — графит 5% — снаружи
Кинетическая энергия нейтронов	3	90% — графит 10% — снаружи
Захват нейтронов (γ-лучи)	8	60% — урановые блоки 25% — графит 15% — снаружи

Из данных таблицы следует, что при полном использовании 1 *г* U^{235} в урановых блоках выделится 81,2 млрд. джоулей тепловой энергии, в графите — 5,2 млрд. джоулей, а вне реагирующих веществ — 1,6 млрд. джоулей. Приведенные оценки, хотя, может быть, и подверженные большим погрешностям, показывают тем не менее, что основное количество

энергии (90% или более того) выделяется в урановых блоках, тогда как вне реагирующих веществ выделяется всего около 2%.

Если реакция поставлена в такие условия, чтобы производство энергии шло относительно медленным темпом, то теплопроводность среды может оказаться достаточной для обеспечения отвода образующегося тепла без того, чтобы температура глубинных участков среды стала недопустимо высока. Можно легко показать, что максимальное количество тепла, которое может быть отведено таким образом, даже при самых оптимистических предположениях не превышает несколько сот больших калорий в 1 *сек*, т. е. 1000 *квт*.

При таком темпе реакции будет подвергаться делению около 1 *г* U^{235} в день. Скорость образования элемента 94 также будет составлять около 1 *г* в день. Это означает, что потребуется несколько лет для накопления элемента 94 в количествах, достаточных для создания «миниатюрной» установки, в которой происходит цепная реакция (если предположить, что «делительные» свойства элемента 94 и U^{235} одинаковы).

Увеличение скорости реакции, т. е. мощности установки, может быть достигнуто только за счет искусственного увеличения отвода тепла от веществ, участвующих в реакции.

При обсуждении различных возможностей достижения этой цели следует постоянно иметь в виду то существенное обстоятельство, что большинство химических элементов очень сильно поглощает нейтроны. Поэтому добавление таких элементов (в любой форме) к веществам, участвующим в реакции, может привести к настолько большому поглощению нейтронов, что реакция не будет идти. На существующем уровне знаний трудно сформулировать это утверждение более определенным образом. Действительно, возможность использования различных элементов определяется тем, насколько критическими окажутся условия осуществления реакции. Не исключено, что можно будет использовать вполне заметные количества, например стали, и реакция при этом будет идти. Но возможно и другое: условия осуществления реакции окажутся настолько критическими, что будет возможно использовать только вещества, очень мало поглощающие нейтроны. При дальнейшем обсуждении мы будем исходить именно из этого предположения.

Все мыслимые методы увеличения отвода тепла от веществ, участвующих в реакции, подразумевают использование некоторой текучей среды, которая проходит по каналам, проделанным в реагирующих веществах, и уносит с собой тепло. Такой средой может быть газ или жидкость. Кроме того, можно использовать тепло для превращения подходящей жидкости в пар; в этом случае установка, в которой осуществляется цепная реакция, может являться одновременно и парогенератором теплового двигателя. Рассмотрим по отдельности три упомянутых метода.

Газы. Подходящими газами, очень слабо поглощающими нейтроны, являются гелий, двуокись углерода и кислород. Химические свойства кислорода заставляют, по-видимому, исключить его из рассмотрения.

Количество тепла, уносимого газом, определяется выражением

$$c_p M (T_2 - T_1),$$

где c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; M — масса газа, проходящего через установку; T_1 и T_2 — температуры газа до и после прохождения. Если принять $T_2 = 400°$ C, то, чтобы установка могла давать 10 000 больших калорий в 1 *сек* (42 000 *квт*), через нее должно проходить 20 *кг* гелия или двуокиси углерода в 1 *сек*.

Это очень большое количество газа (около 100 $м^3$ при нормальных температуре и давлении). Соответствующие им большие скорости потока могуть быть значительно уменьшены, если увеличить давление. Если окажется невозможным пропускать охлаждающие газы по трубам, то, повидимому, будет возможно заключить всю установку в стальной контейнер и пропускать газы через узкие каналы в графите. Возможно, что эти каналы должны будут иметь разветвления в урановых блоках, где выделяется основное количество тепла.

Нагретые газы могут либо отдавать тепло во вторичном котле теплового двигателя, либо непосредственно приводить в действие газовый двигатель, т. е. турбину. Первый метод имеет то неоспоримое преимущество, что могут быть использованы хорошо известные устройства. Второй метод, по-видимому, даст больший к.п.д., но потребует изысканий по приспособлению турбин к новым условиям.

Жидкости. Имеется не так много жидкостей, которые стабильны при высоких температурах, обладают не очень высоким давлением паров и слабо поглощают нейтроны. Из них можно было бы рассматривать некоторые органические соединения, в которых водород заменен на дейтерий. Д-р Сцилард особенно подчеркивает преимущества использования жидкого висмута.

Использование жидкостей, а не газов, имеет то достоинство, что, вследствие большей теплоемкости единицы объема при этом требуются значительно более низкие скорости потока. Однако бóльшая вязкость, присущая жидкостям, может привести к появлению затруднений.

Жидкости могли бы быть использованы только для переноса тепла от установки, где происходит цепная реакция, к парогенератору теплового двигателя, превращающего тепло в механическую энергию.

Пары. Использование испаряющихся жидкостей является, по-видимому, обещающим направлением получения механической энергии. Выбор подходящих жидкостей здесь также довольно ограничен. Можно использовать тяжелую воду, некоторые органические соединения дейтерия или, согласно предложению д-ра Юри, некоторые фторуглеродные соединения. Установка, где происходит цепная реакция, может быть использована и как парогенератор; туда бы впрыскивалась жидкость и бóльшая часть тепла шла бы на парообразование. Достоинством этого метода является то, что отпадает необходимость во вторичном котле.

Кроме того, использование тепла для парообразования позволило бы эффективно работать при не очень высоких температурах.

В заключение следует напомнить, что здесь высказаны только самые общие соображения. Возможно, что условия осуществления цепной реакции окажутся такими, что появится значительно бо́льшая свобода выбора могущих быть использованными материалов. Только после непосредственного опыта, после фактического осуществления цепной реакции можно будет надежно оценить достоинства различных методов ее использования.

Управление реакцией. Возможность использования цепной реакции для производства энергии подразумевает возможность управления скоростью выделения энергии.

Цепная реакция может достичь равновесного состояния только в том случае, когда коэффициент размножения нейтронов (с учетом потери нейтронов на утечку за пределы реагирующих веществ) равен 1. За любым изменением условий, которое сделает коэффициент размножения бо́льшим 1, последует экспоненциальное возрастание скорости реакции, а за изменением условий в другую сторону — экспоненциальное убывание скорости реакции.

Если бы все нейтроны испускались мгновенно, в момент деления, то время релаксации для воспроизводства нейтронов составляло бы около 0,001 *сек*. Поэтому даже очень малые отклонения коэффициента размножения от 1 приводили бы к очень резким изменениям в скорости реакции, и управление реакцией было бы затруднительно.

Однако, благодаря существованию запаздывающих нейтронов, действительное положение обстоит гораздо лучше. Легко показать, что в том случае, когда коэффициент размножения близок к 1, время релаксации определяется главным образом периодом запаздывающих нейтронов, который составляет около 10 *сек*. Это обстоятельство позволяет достигать желательного уровня скорости реакции без особых затруднений.

Не исключена также возможность того, что реакция сможет автоматически достигать равновесного уровня. Действительно, при возрастании температуры уменьшается поглощение нейтронов в уране и углероде и, значит, возрастают потери нейтронов на диффузию на пределы среды. Если этот эффект саморегулирования действительно имеет место, то подъема температуры до любого заданного уровня можно достичь с помощью подбора размеров установки для получения реакции или подбора веществ (обладающих нужными свойствами отражения нейтронов) для окружения установки.

Защита от излучения. Из установки для получения цепной реакции, вырабатывающей около 10 000 больших калорий в 1 *сек*, исходило бы несколько сот киловатт в форме излучения (нейтронов и гамма-лучей). Это представляет огромную опасность, и поэтому такая установка нуждается в защите. Для защиты от нейтронов удобно использовать большие баки с водой, которые будут защищать также и от гамма-излучения. Эта

задача аналогична задаче защиты от излучения, испускаемого большими циклотронами. Слой воды толщиной в несколько футов обеспечит, по-видимому, достаточную защиту.

Выделение энергии, хотя и в сильно уменьшенном масштабе, должно продолжаться в течение некоторого времени и после «выключения» цепной реакции. Эта энергия связана с различными радиоактивными продуктами, накопленными за время осуществления реакции. Она, видимо, будет выделяться в течение нескольких часов, составляя несколько процентов от первоначального уровня, и далее в течение нескольких недель (в гораздо меньшем количестве) после того, как была прервана цепная реакция.

Колумбийский университет,
Нью-Йорк, штат Нью-Йорк

К статье 92

По просьбе Национального комитета оборонных исследований весной 1941 г. Национальная Академия наук создала специальный комитет для рассмотрения военных аспектов работ по урану. Вплоть до этого времени многие члены Уранового комитета принимали всерьез лишь управляемую цепную реакцию, сомневаясь в том, что атомная энергия успеет оказать влияние на исход войны [H. D. Smith. Atomic Energy for Military Purposes, Princeton University Press, 1945. (См. русский перевод: Г. Д. Смит. Атомная энергия для военных целей. Трансжелдориздат, 1946. — *Ред.*)]. Лишь немногие ученые, как, например, Сцилард, были убеждены в осуществимости атомной бомбы.

Взгляды Комитета Национальной Академии наук быстро эволюционировали по мере поступления информации от ученых, работавших в этой области. В мае комитет представил первый — осторожный — доклад, в котором главное значение придавалось энергетическим проблемам и обсуждались трудности выделения U^{235} в количествах, достаточных для изготовления бомбы. Во втором, июльском, докладе приводились результаты исследований по плутонию и упоминалось о возможности создания плутониевой бомбы. Вскоре после этого, благодаря прогрессу, достигнутому в разделении изотопов, и информации, полученной от англичан, возросли надежды на создание бомбы из U^{235}.

В сентябре 1941 г. Артур Комптон, председатель Комитета Национальной Академии, в поисках компетентных суждений о возможности создания бомбы из U^{235} приехал в Колумбийский университет для встречи с Ферми (A. H. Compton. Atomic Quest, Oxford University Press, 1956). Комптон писал, что до этого времени он был очень «осторожен» в разговорах с Ферми по соображениям безопасности — ясно, что он не мог проникнуться доверием к «недавно приехавшему в страну эмигранту». Но затем Самуэлю Аллисону удалось, по крайней мере частично, рассеять опасения Комптона. При встрече Ферми подошел к доске и, по оценке самого Комптона, «простым и непосредственным образом вывел уравнение, из которого могла быть вычислена критическая масса цепной реакции». (Согласно Грегори Брейту, члену Уранового комитета, подобные вычисления делались и обсуждались в частном порядке также и другими учеными.) Комптон узнал, что «количество делящегося материала, необходимое для производства ядерного взрыва, вряд ли превышает сто фунтов». Возвращаясь поездом в Чикаго, он повторил вычисления критической массы для бомбы из U^{235} и получил те же результаты, что и Ферми. (Когда годом позже компания Дюпон запросила сведения о надежности ряда эмигрантов, Комптон не ответил прямо, что с Ферми все в порядке, но указал, что он тщательно проверял вычисления Ферми и получал те же результаты. Впрочем, Ферми пользовался полным доверием Уранового комитета и был назначен председателем подкомитета по вопросам теории.)

Грегори Брейт попросил Ферми представить свои вычисления в письменном виде, но заметки Ферми о быстрых нейтронных реакциях оказались краткими и без вывода использованных формул. Поэтому, в назидание себе и Урановому комитету, Брейт написал «Пояснительные замечания», которые приводятся здесь после статьи Ферми.

6 ноября 1941 г. Комитет Национальной Академии представил третий, наиболее ободряющий, доклад. (Автором доклада был А. Комптон. — *Ред.*) В нем, в частности,

говорилось о возможности создания и критической массе бомбы из U^{235}. Как мне кажется, содержание статьи 92 является связующим звеном между посещением Колумбийского университета Комптоном и третьим докладом Комитета Академии наук.

Г. Андерсон

92

О РЕАКЦИЯХ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ *

Критический объем [1]

$$V_{\text{кр}} = 8{,}9 \frac{[(\overline{r^2})]^{3/2}}{(\ln k)^{3/2}} .$$

Предположим, что для U^{235} плотность $= 18$ *г/см*^{3}, $\ln k = 1$. Тогда критическая масса

$$M_{\text{кр}} = \frac{4 \cdot 10^6}{(\sigma_t \sigma_f)^{3/2}}\ г,$$

где σ_t и σ_f — полное сечение и сечение деления в единицах 10^{-24} *см*^{2}.

Покрытие веществом, рассеивающим нейтроны, может несколько уменьшить критическую массу.

Значения σ_t и σ_f для вторичных нейтронов деления неизвестны.

По-видимому, можно думать, что $\sigma_t = 10$, $\sigma_f = 1$. Тогда

$$M_{\text{кр}} = 130\,000\ г.$$

Однако сечения могут оказаться совсем иными, а значит, и $M_{\text{кр}}$ будет иметь совсем другое значение. На мой взгляд, нельзя исключить возможности, что $M_{\text{кр}}$ окажется не больше 20 000 *г* или не меньше одной (или нескольких) тонны.

Результаты экспериментов с частично разделенными изотопами урана, по-видимому, поддерживают предположение о том, что деление под действием нейтронов с энергией ниже 1 *Мэв* происходит на U^{235}. Из этих результатов получаются лишь верхние пределы, если: а) среди нейтронов, вылетающих из источника, есть небольшое количество нейтронов с энергией больше 1 *Мэв*, или б) порог деления U^{238} составляет $(0{,}35 \pm 0{,}1)$ *Мэв*, согласно Хаксби и др.[2]

---

* *Remarks on Fast Neutron Reactions.* Отчет А-46 (6 октября 1941 г.).

[1] По поводу использованных здесь обозначений см. «Пояснительные замечания» Г. Брейта, помещенные за настоящей статьей.— *Прим. ред.*

[2] O. R. Haxby, W. S. Shoupp, W. E. Stephens, W. H. Wells. Phys. Rev., 1940, 58, 199.

При сосредоточении массы, примерно вдвое превышающей критическую, скорость увеличения числа нейтронов будет около

$$1{,}4$$

за каждое поколение. Увеличение числа нейтронов в e раз произойдет за время

$$t = \frac{1}{\ln 1{,}4} \frac{\lambda}{v} \frac{\sigma_t}{\sigma_f},$$

где λ — средний свободный пробег; v — скорость нейтронов ($\simeq 10^9$ *см/сек*). При $\sigma_f = 1$ это время составляет

$$t = 6 \cdot 10^{-8} \text{ сек},$$

а если $\sigma_f = 3$, то

$$t = 2 \cdot 10^{-8} \text{ сек}.$$

Скорость реакции возрастает в 10^4 раз за время около $10t$, и скорость разлетающихся осколков будет составлять примерно [3]

$$\frac{R}{10t},$$

т. е. около 10^7 *см/сек*.

Оценки этой скорости и энергии, освобождаемой в реакции, по-прежнему очень неточны вследствие того, что сечения на U^{235} известны плохо.

Можно добиться некоторого роста выделения энергии, если окружить установку, в которой происходит реакция, очень плотным и толстым слоем вещества. При этом пройдет больше времени до момента разбрасывания реагирующих веществ, а частичное отражение нейтронов от такого слоя повлечет за собой уменьшение требующегося количества U^{235}.

ПОЯСНИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Г. Брейт

Приведенные выше заметки проф. Ферми дают общую картину процесса. Ввиду их краткости целесообразно, по-видимому, сделать несколько пояснительных замечаний. Формула для массы может быть истолкована следующим образом. Рассмотрим сначала бесконечную среду, в которой нейтроны диффундируют, не замедляясь. Тогда для приближенного описания диффузии используется уравнение

$$\Delta n - \frac{3}{\lambda_t \lambda'} n + \frac{3q}{v\lambda_t} = 0, \tag{1}$$

где n — плотность нейтронов,

---

[3] Здесь R — такое расстояние между осколками, при котором реактивность заметно упадет.

λ_t — средний свободный пробег (с. с. п.) для столкновений любого типа;
λ' — с.с.п. для столкновений, ведущих к поглощению;
v — скорость нейтронов;
q — число нейтронов, образующихся в 1 *см*³ за 1 *сек.*

Предположим, что поглощение обусловлено только столкновениями, приводящими к делению. Тогда

$$\lambda' = \lambda_f,$$

где λ_f — с.с.п. для столкновений, ведущих к делению. Поскольку

$$q = \frac{v}{\lambda_f} n\eta,$$

где η — число нейтронов, испускаемых на одно деление, то

$$\Delta n + \frac{3(\eta - 1)}{\lambda_t \lambda_f} n = 0.$$

На границе сферы, в которой содержится уран, принимается, что $n = 0$. Это граничное условие будет совершенно точным, если радиус сферы гораздо больше среднего свободного пробега и того расстояния, на протяжении которого происходит воспроизведение нейтрона. При таких предположениях радиус критической сферы $R_{\text{кр}}$, получающийся из дифференциального уравнения для n, составляет

$$R_{\text{кр}} = \pi \left[\frac{\lambda_t \lambda_f}{3(\eta - 1)} \right]^{1/2}, \tag{2}$$

а масса

$$M_{\text{кр}} = \frac{4\pi}{3} \rho R_{\text{кр}}^3 = \frac{4\pi^4}{3^{5/2}} \rho \frac{(\lambda_t \lambda_f)^{3/2}}{(\eta - 1)^{3/2}}, \tag{3}$$

где ρ — плотность.

Если ввести обозначение

$$10^{-24}\sigma = \text{сечение, } \textit{см}^2,$$

то при $\rho = 18$

$$\lambda\sigma = 21{,}4$$

и

$$M_{\text{кр}} = \frac{4{,}4 \cdot 10^6}{(\eta - 1)^{3/2} (\sigma_t \sigma_f)^{3/2}} \text{ грамм.} \tag{4}$$

Эта формула практически совпадает с формулой Ферми; только $\ln k$ заменен на $\eta - 1$. Если $\eta - 1 \ll 1$, то эти формулы совпадают. При бо́льших η проведенное здесь рассмотрение неприменимо, так как тогда диффузионное уравнение (1) с приближенным q является плохим приближением.

Замена $\eta - 1$ на $\ln k$ обычна для теории цепной реакции с учетом замедления. Внутри среды справедливо уравнение [Отчет А-9, соотношения (1) — (4)]

$$\frac{\lambda}{3}\Delta n_t - \frac{n_t}{\lambda'} + \frac{\eta}{\lambda'_U}\int n_t(\mathbf{r}')\frac{e^{-\frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}')^2}{4\tau}}}{8(\pi\tau)^{3/2}}\,d\mathbf{r}' = 0, \quad (5)$$

где n_t — плотность тепловых нейтронов;

λ_U — с.с.п. для столкновений тепловых нейтронов, приводящих либо к рассеянию, либо к поглощению;

λ' — с.с.п. для столкновений, ведущих к поглощению;

λ'_U — с.с.п. для столкновений, ведущих к поглощению в уране и, значит, к делению;

τ — возраст нейтронов ($\tau = \overline{r^2}/6$).

Из уравнения (5) получим

$$-\frac{\lambda}{3}k^2 - \frac{1}{\lambda'} + \frac{\eta}{\lambda'_U}e^{-k^2\tau} = 0, \quad (6)$$

$$n = \sin kr/r.$$

Если $\lambda\lambda' k^2 \leqslant 3$, т. е. если после замедления нейтронов диффузия пренебрежимо мала, то

$$k^2\tau = \ln\frac{\eta\lambda'}{\lambda'_U}$$

и, значит,

$$k^2 = \frac{6}{\overline{r^2}}\ln k, \quad (7)$$

где

$$k = \frac{\eta\lambda'}{\lambda'_U}. \quad (8)$$

Величина k есть приходящееся на поглощенный нейтрон число нейтронов деления, умноженное на вероятность того, что при поглощении замедленного нейтрона произойдет деление. Эта величина есть число нейтронов одного поколения, образующихся в процессе замедления с последующим поглощением, ведущим к исчезновению или к делению. Тогда из приближенного граничного условия получаем:

$$kR_{кр} = \pi,$$

откуда

$$R_{кр} = \frac{\pi}{6^{1/2}}\frac{(\overline{r^2})^{1/2}}{(\ln k)^{1/2}}$$

и

$$V_{кр} = \frac{4\pi^4}{3\cdot 6^{3/2}}\frac{(\overline{r^2})^{3/2}}{(\ln k)^{3/2}} = 8{,}8\,\frac{(\overline{r^2})^{3/2}}{(\ln k)^{3/2}}. \quad (9)$$

Для малых k справедливо соотношение $\ln k = k - 1$. Если все поглощение происходит в уране, то $\ln k = \eta - 1$ и получается уравнение (4). Если не делать замены $\ln k$ на $\eta - 1$, то

$$M_{\text{кр}} = \frac{4{,}4 \cdot 10^6}{(\sigma_t \sigma_f)^{3/2} (\ln k)^{3/2}}. \tag{10}$$

Здесь $\overline{r^2} = 2\lambda_t \lambda_f$ в соответствии с уравнением $\Delta n - (3/\lambda_t \lambda_f)\, n = 0$.

Использование $\ln \eta$ вместо $\eta - 1$ в последней формуле увеличивает оценку $M_{\text{кр}}$. Для цепной реакции на медленных нейтронах использование $\ln \eta$ качественно справедливо. В этом случае различие между $\ln k$ и $k - 1$ учитывает различие между синусоидальной плотностью нейтронов и огибающей ее параболой. Вследствие наличия члена $e^{-k^2\tau}$ в уравнении (6) увеличение η не может привести к очень малым значениям $R_{\text{кр}}$, так как при малых $R_{\text{кр}}$ увеличивается значение k, что уменьшает полное число нейтронов деления, равное $\eta e^{-k^2\tau}/\lambda_U'$. Таким образом, влияние больших η не так явно выражено, как это может быть в случае цепной реакции на медленных нейтронах.

Возможно, что эта оценка слишком пессимистична, так как в случае быстрых нейтронов может оказаться, что нейтроны не должны замедляться сколько-нибудь заметным образом, и, кроме того, в этом случае формула (5) количественно неточна. Если считать, что нейтроны диффундируют, не замедляясь, то получается другой результат. Вычисления, проведенные аналогично рассмотрению поглощения Вигнером (Отчет А-20), дают

$$\frac{\operatorname{arc\,tg}(\pi\lambda_t/R_{\text{кр}})}{(\pi\lambda_t/R_{\text{кр}})} = \frac{1}{1 + (\eta - 1)\,\lambda_t/\lambda_f}. \tag{11}$$

Этот подход должен улучшать результаты рассмотрения, основывающегося на приближенной формуле (1). Это рассмотрение не точно в оценке условий на границе. При $\lambda_t/\lambda_f = 0{,}1$ и $\eta = 2{,}718$ правая часть соотношения (11) составляет $1/1{,}172$. Эта величина достаточно близка к 1, чтобы использоватьв качестве приближенного решения

$$\left(\frac{\pi\lambda_t}{R_{\text{кр}}}\right)^2 \simeq 3(\eta - 1)\frac{\lambda_t}{\lambda_f}.$$

Полученное выражение совпадает с соотношением (2). Ошибка, возникающая при использовании такого приближения, невелика. Приближенное решение дает $\pi\lambda_t/R_{\text{кр}} \simeq \simeq \sqrt{3 \cdot 0{,}172} = 0{,}718$. Точным решением уравнения $\operatorname{arctg}(\pi\lambda_t/R_{\text{кр}})/(\pi\lambda_t/R_{\text{кр}}) = 1/1{,}172$ является $\pi\lambda_t/R_{\text{кр}} = 0{,}76$. Если использовать не выражение (10), а выражение (4), то значение $M_{\text{кр}}$ уменьшается приблизительно в 2,2 раза. Конечно, попытка оценить значение массы лучше, чем с точностью до коэффициента 2, является преждевременной, так как отсутствуют точные сведения о сечениях.

1942

К статье 93

Последние два доклада Комитета Национальной академии носили, как уже говорилось, оптимистический характер. Комитет видел в цепной реакции не только будущий источник энергии, но и средство для получения плутония, возможного соперника U^{235} в роли материала для изготовления атомной бомбы [1]. Это второе направление считалось более важным ввиду требований момента. Настало время для энергичного развертывания работ по урану. 6 декабря 1941 г. Национальный комитет оборонных исследований провозгласил состояние аврала. На следующий день был атакован Пирл-Харбор и Соединенные Штаты вступили в войну против Японии, Германии и Италии. Поскольку Ферми еще сохранил итальянское гражданство, он стал «подданным враждебной державы».

При таких обстоятельствах была организована Металлургическая лаборатория. Сначала она подчинялась Управлению научных исследований и разработок, а спустя полгода, вместе с установками для разделения U^{235}, была передана в ведение Манхэттенского округа Инженерного корпуса армии Соединенных Штатов. Основной задачей Металлургической лаборатории было получение цепной реакции на естественном уране с целью производства плутония. Расположение и руководитель Металлургической лаборатории были выбраны из практических соображений. Ферми предпочел бы продолжать работу по урану в Колумбийском университете. Но университет, уже занявшийся двумя различными проектами по разделению урана (один возглавлялся Г. Юри, а другой — Дж. Даннингом), не решался подписать третий контракт на исследования в том же самом общем направлении.

Ферми, как «подданного враждебной державы», не сочли подходящей кандидатурой на пост основного руководителя. Директором был избран А. Комптон из Чикагского университета, который решил сделать Чикаго центром работ. Ферми, хотя и, мягко говоря, без особого желания, но должен был перебраться со своей маленькой группой в Чикаго для продолжения работ, начатых в Колумбийском университете.

Перемещение в Чикаго началось ранней весной 1942 г. Война, исход которой казался очень неясным, оказывала все большее воздействие на Америку. Появилось ощущение крайней необходимости работ Металлургической лаборатории; они были отнесены к разряду особо важных и засекречены. Быстро возрастали и размеры и численность сотрудников лаборатории. Появились химики, в задачу которых входило изучение химии продуктов деления и плутония, появились инженеры, пытавшиеся спроектировать заводы, появились металлурги, перед которыми ставилась задача получения металлического урана, появились даже врачи и биологи, которые должны были изучать влияние больших доз радиации и рекомендовать меры предосторожности при работе с ними. Все эти группы подчинялись администрации, пытавшейся контролировать их работу и обеспечить выполнение правил военной секретности.

В этом комплексе роль Ферми сильно изменилась. Все жаждали получить его совет. Организовывалось громадное количество заседаний для обмена информацией, для выслушивания критики, для выбора направлений работы. Инженеры должны были проектировать совершенно новые для себя установки, по которым не существовало

---

[1] См. вводные замечания к статье 106.

справочников. Они нуждались в ненавязчивом руководстве, и это бремя в значительной степени легло на плечи Ферми. Именно для них он изобрел название «коэффициент опасности», подчеркивающее роль примесей при цепной реакции. Впервые оно появилось в статье [Б153] (заметьте использование термина «сплав» как кодового наименования урана).

По мере того, как росла уверенность в возможности осуществления цепной реакции, все бо́льшую тревогу вызывал вопрос о стабильности цепной реакции. Было неясно, будет ли увеличиваться или уменьшаться реактивность котла при подъеме температуры вследствие выделения большого количества тепла. Для безопасности работы было бы очень важно, чтобы температурный коэффициент оказался отрицательным. Ферми очень рано обратился к этой задаче. В статье 93 им были указаны основные причины, вызывающие изменения реактивности с температурой. В дальнейших исследованиях всегда обращалось особое внимание на температурный коэффициент; позже другие авторы провели более детальные его вычисления. Температурный коэффициент был одной из первых величин, которые Ферми захотел измерить, когда был построен первый котел.

Г. Андерсон

93

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА УСТАНОВКУ, В КОТОРОЙ ПРОИСХОДИТ ЦЕПНАЯ РЕАКЦИЯ. ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ УТЕЧКИ*

Введение

Когда возрастает температура установки, где происходит цепная реакция, то изменяется и эффективный коэффициент размножения системы. Происходит это главным образом по следующим трем причинам.

а) Вследствие допплеровского уширения резонансных уровней увеличивается резонансное поглощение.

б) Вследствие общего уменьшения сечения как сплава, так и углерода для тепловых нейтронов уменьшается доля тепловых нейтронов, теряемых на поглощение в углероде. Это приводит к тому, что плотность тепловых нейтронов обнаруживает менее глубокие минимумы в блоках сплава.

в) Уменьшение тепловых сечений при росте температуры приводит также к возрастанию длины диффузии тепловых нейтронов и тем самым к возрастанию потерь нейтронов на утечку за пределы установки.

---

* *The Temperature Effect on a Chain Reacting Unit. Effect of the Change of Leakage.* Отчет С-8 (25 февраля 1942 г.).

Первые две причины будут приводить к изменениям коэффициента размножения и для случая системы бесконечно больших размеров, тогда как третья действует только в системе конечных размеров.

Данный отчет посвящен обсуждению пункта «в».

Изменение утечки

Предположим, что установка, в которой происходит цепная реакция, имеет форму сферы радиуса R, и примем следующие обозначения:

r_0 — пробег замедления;

λ — средний свободный пробег тепловых нейтронов;

N_0 — среднее число соударений, испытываемых тепловым нейтроном до захвата,— при температуре T_0;

N_1 — среднее число соударений, испытываемых тепловым нейтроном до захвата, — при температуре T_1.

При температуре T_0 в системе будет развиваться цепная реакция, если коэффициент размножения k_0 связан с R следующим соотношением

$$k_0 = \left(1 + \frac{\pi^2}{3}\frac{\lambda^2 N_0}{R^2}\right)\exp\left(\frac{\pi^2}{4}\frac{r_0^2}{R^2}\right). \tag{1}$$

Единственной величиной в правой части этой формулы, на которой заметно сказывается изменение температуры до T_1, является N_0, принимающее новое значение N_1. Если справедлив закон $1/v$, то N_0 и N_1 пропорциональны корню квадратному из температур T_0 и T_1 и

$$N_1 = N_0\sqrt{\frac{T_1}{T_0}}. \tag{2}$$

При более высокой температуре T_1 для поддержания цепной реакции потребуется и более высокое значение k_1 коэффициента размножения. Для k_1 справедлива формула, совершенно аналогичная формуле (1):

$$k_1 = \left(1 + \frac{\pi^2}{3}\frac{\lambda^2 N_1}{R^2}\right)\exp\left(\frac{\pi^2}{4}\frac{r_0^2}{R^2}\right). \tag{3}$$

Из формул (1), (2) и (3) следует, что

$$\frac{k_1}{k_0} = \frac{1 + \frac{\lambda^2 N_0 \pi^2}{3R^2}\sqrt{\frac{T_1}{T_0}}}{1 + \frac{\lambda^2 N_0 \pi^2}{3R^2}} \simeq 1 + \frac{\lambda^2}{3}\frac{N_0}{R^2}\pi^2\left(\sqrt{\frac{T_1}{T_0}} - 1\right). \tag{4}$$

Для оценки важности этого эффекта можно предположить, что

в практических случаях член

$$\frac{\lambda^2 N_0}{3} \frac{\pi^2}{R^2} \tag{5}$$

по порядку величины близок к

$$\frac{k_0 - 1}{2}. \tag{6}$$

Если это так, то относительное уменьшение эффективного коэффициента размножения вследствие увеличения утечки составляет

$$\frac{k_0 - 1}{2}\left(\sqrt{\frac{T_1}{T_0}} - 1\right). \tag{7}$$

Если предположить, например, что $k_0 = 1{,}1$, то изменение температуры от $T_0 = 300°$ К до $T_1 = 1000°$ К приведет к изменению коэффициента размножения примерно на 4%.

Из приведенного обсуждения следует, что влияние температурного эффекта будет сильнее всего ощущаться в системах, имеющих большой коэффициент размножения. Поскольку рассматриваемый эффект имеет тенденцию к стабилизации системы относительно изменений температуры, то, по-видимому, можно ожидать, что системы с очень малым коэффициентом размножения (и, следовательно, очень больших размеров) окажутся нестабильными, тогда как системы с несколько бо́льшими коэффициентами размножения (и, следовательно, меньших размеров) окажутся термически стабильными.

Следует также заметить, что изменение утечки будет происходить и вследствие теплового расширения системы (это особенно подчеркивалось Вигнером). Эффективный коэффициент размножения уменьшится при этом на величину

$$6\gamma (T_1 - T_0)(k_0 - 1), \tag{8}$$

где γ — коэффициент линейного теплового расширения системы. Принимая, как в предыдущем примере, $T_1 - T_0 = 700$ и полагая также $\gamma = 8 \cdot 10^{-6}$, находим, что изменение коэффициента размножения по этой причине составит около 0,3%. Эта величина должна быть добавлена к вычисленному ранее значению.

К статьям 94 и 95

Результаты экспериментов на уране и графите ясно показали, что цепную реакцию в системе из природного урана и графита возможно осуществить, только приняв самые тщательные меры предосторожности против нежелательных потерь нейтронов. В частности, потери на утечку нейтронов через границы уран-графитовой системы могли быть заметным образом уменьшены только при создании решетки действительно большого объема. Для того чтобы проверять на малой решетке, будет ли работать решетка большого объема, Ферми придумал экспоненциальный эксперимент. Схема опыта была такой же, как и при измерении поглощения в графите. Вблизи основания прямоугольной призмы, построенной на этот раз из графита и урана, размещался источник нейтронов. Экспоненциальное убывание плотности нейтронов вдоль оси колонны будет больше или меньше ожидаемого убывания (обусловленного утечкой) в зависимости от того, больше или меньше единицы коэффициент размножения.

Так как точность опыта улучшается с увеличением размера колонны, то пришлось подождать, пока не оказалось возможным получить достаточно большое количество графита и окиси урана. Урановый комитет выделил новую субсидию (40 000 долларов). и к концу сентября 1941 г. прибыло достаточно материалов, чтобы можно было провести окончательное испытание. Эксперимент дал значение коэффициента размножения $k = 0{,}87$, что было заметно меньше 1. Однако казалось возможным достичь заметных улучшений в чистоте, геометрии и плотности урана, так что перспективы получения $k > 1$ выглядели довольно реальными.

Теперь стало ясно, как надо поступать дальше. Все существенные идеи были собраны в статье 94, основной статье по цепной реакции, которая сделала ясным, каким образом следует интерпретировать результаты экспоненциального эксперимента. Описание первого экспоненциального эксперимента содержится в статье 95.

Г. Андерсон

94

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В УРАН-ГРАФИТОВОЙ РЕШЕТКЕ. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ*

В отчете излагаются некоторые общие теоретические воззрения, привлекаемые при обсуждении экспериментов по цепной реакции, когда уран (металл или окись) используется в форме блоков, размещенных внутри графитовой среды в виде правильной решетки.

---

* *Neutron Production in a Lattice of Uranium and Graphite. Theoretical Part.* Отчет С-12 (17 марта 1942 г.).

Такой эксперимент уже не раз подвергался обсуждению с теоретической точки зрения. Тем не менее нам казалось целесообразным систематизировать полученные результаты. Кроме того, в отчете будут обсуждены теоретические соображения, возникшие в связи с интерпретацией первого «промежуточного эксперимента» с U_3O_8 и графитом.

Содержание: 1. Коэффициент размножения для бесконечной решетки. 2. Поглощение тепловых нейтронов в ячейке. 3. Сравнение сферической и кубической ячеек. 4. Резонансное поглощение. 5. Свойства уран-графитовой системы конечных размеров. 6. Теория экспоненциального эксперимента.

1. Коэффициент размножения для бесконечной решетки

Рассмотрим совокупность урановых блоков, расположенных внутри графита в виде решетки с ячейкой размером a. Быстрые нейтроны, образовавшиеся в урановых блоках, в результате столкновений (главным образом, с атомами углерода) замедляются до тепловых энергий. Достигнув тепловой энергии, нейтроны продолжают диффундировать, пока не будут поглощены атомами урана или углерода. Некоторые из поглощенных ураном нейтронов вызывают акты деления, в результате чего появляются новые быстрые нейтроны и начинается новый цикл замедления и поглощения. Такой, подобный описанному выше цикл мы будем называть «поколением», так что можно говорить о первичных нейтронах, нейтронах первого поколения, нейтронах второго поколения и т. д.

Основной величиной, подлежащей рассмотрению при обсуждении возможности осуществления цепной реакции, является коэффициент размножения k. По определению, эта величина равна среднему числу новых быстрых нейтронов, образующихся в первом поколении в бесконечной решетке на один первоначальный быстрый нейтрон. На один первичный нейтрон, появившийся в решетке, придется в среднем 1 нейтрон в нулевом поколении, k нейтронов в первом поколении, k^2 — во втором и т. д., а всего

$$1 + k + k^2 + \dots \tag{1}$$

нейтронов. При $k > 1$ этот ряд расходится, т. е. образуется бесконечно большое число нейтронов. При $k < 1$ сумма ряда (1) стремится к пределу $1/(1-k)$.

Если решетка не бесконечна, то, вследствие утечки нейтронов наружу, коэффициент размножения уменьшается. Следовательно, мы должны будем рассмотреть помимо k еще и эффективный коэффициент размножения $k_{\text{фф}} < k$ для решетки конечных размеров.

Рассмотрим сначала свойства бесконечной решетки.

Допустим, что в одном из блоков появился быстрый нейтрон. В результате диффузии этого нейтрона в среде, после примерно ста столкновений

с атомами углерода, его энергия уменьшается до тепловых значений. Однако в процессе замедления некоторые нейтроны будут резонансно поглощены в уране. Обозначим через p долю нейтронов, которые не будут поглощены в резонансе.

Нейтрон, ставший тепловым, будет в конечном счете поглощен либо в уране, либо в углероде. Пусть вероятность того, что тепловой нейтрон поглотится в уране, равна f. Среднее число быстрых нейтронов, испускаемых при поглощении теплового нейтрона, обозначим через η. Тогда получаем соотношение

$$k = \eta p f. \tag{2}$$

Плотность нейтронов некоторой энергии будет различна в различных местах решетки. Предположим, что во всех урановых блоках бесконечной кубической решетки образуется одинаковое число быстрых нейтронов, которые затем замедляются и, в конечном счете, поглощаются. Тогда из условия симметрии следует, что равна нулю производная плотности по направлению нормали к границе каждой ячейки решетки (в центре которой находится урановый блок). Ясно, что введение такого граничного условия эквивалентно тому, что ячейка окружена идеальным отражателем нейтронов всех энергий. Таким образом, каждая ячейка может рассматриваться как изолированная.

2. Поглощение тепловых нейтронов в ячейке

Математические трудности задачи можно уменьшить, не вводя при этом больших погрешностей, если рассмотреть свойства не кубической, а сферической ячейки. Некоторые детали различия между кубической и сферической ячейками мы обсудим позже.

Пусть сферический урановый блок радиуса R_1 занимает центральную часть графитовой сферы радиуса R_2. Значения радиусов выбираются таким образом, чтобы объемы соответствующих сфер были равны объему уранового блока и объему кубической ячейки.

Плотность n тепловых нейтронов в графите подчиняется дифференциальному уравнению [уравнение (13) отчета А-21[1]]

$$\Delta n - \frac{3}{\lambda^2 N} + \frac{3}{\lambda v} q = 0, \tag{3}$$

где q — число тепловых нейтронов, образующихся в графите в единицу времени. При интегрировании уравнения (3) мы будем предполагать, что в графите (т. е. в шаровом слое с радиусами R_1 и R_2) величина q постоянна. Это предположение довольно хорошо выполняется для не очень боль-

[1] См. статью 87.— *Ред.*

ших ячеек и достаточно справедливо для ячеек фактически использованных размеров.

Мы разыскиваем решение дифференциального уравнения (3) в шаровом слое с радиусами R_1 и R_2 при следующих граничных условиях:

$$\frac{dn}{dr} = 0 \qquad \text{при} \quad r = R_2, \tag{4}$$

$$\frac{n(r)}{\frac{dn}{dr}} = \frac{\lambda}{\sqrt{3}} \frac{1+\gamma}{1-\gamma} \qquad \text{при } r = R_1. \tag{5}$$

Второе граничное условие получено из уравнений (2) и (6) отчета А-1[2]. Здесь γ — альбедо урановой сферы, определяемое уравнением (7) того же отчета. (См. также отчет А-40 Крейтца, Вильсона и Вигнера.)

Решение уравнения (3), удовлетворяющее граничным условиям (4) и (5), имеет вид

$$n = \frac{q\lambda N}{v} + \frac{1}{r}\left[Ae^{r/l} + Be^{-r/l}\right], \tag{6}$$

где использованы следующие обозначения:

$$l = \lambda\sqrt{\frac{N}{3}}, \qquad \alpha = \frac{R_1}{l}, \qquad \beta = \frac{R_2}{l}, \qquad s = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{1+\gamma}{1-\gamma}, \tag{7}$$

$$\left.\begin{aligned} A &= -\frac{3l^3 q}{\lambda v} \frac{\alpha^2 (1+\beta)\, e^{-\beta}}{(\alpha + s - \alpha s)(1+\beta)\, e^{-(\beta-\alpha)} - (\alpha + s + \alpha s)(1-\beta)\, e^{\beta-\alpha}}, \\ B &= \frac{3l^3 q}{\lambda v} \frac{\alpha^2 (1-\beta)\, e^{\beta}}{(\alpha + s - \alpha s)(1+\beta)\, e^{-(\beta-\alpha)} - (\alpha + s + \alpha s)(1-\beta)\, e^{\beta-\alpha}}. \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Доля тепловых нейтронов f, поглощенных в уране, определяется следующим образом. В 1 *см*^{3} шарового слоя, имеющего объем

$$\frac{4\pi}{3}(R_2^3 - R_1^3) = \frac{4\pi}{3} l^3 (\beta^3 - \alpha^3),$$

образуется q тепловых нейтронов за 1 *сек*. Таким образом, скорость образования составляет

$$\frac{4\pi}{3} l^3 q (\beta^3 - \alpha^3)$$

нейтронов в секунду. С другой стороны, число нейтронов, поглощаемых за 1 *сек* в шаровом слое углерода, равно интегралу $\int (vn/\lambda N)\, dt$, взятому по объему t шарового слоя. Число тепловых нейтронов, поглощенных в уране, равно разности между числом образующихся тепловых

[2] Работа [Б142].— *Ред.*

нейтронов и числом тепловых нейтронов, поглощенных в углероде, т. е.

$$\frac{4\pi}{3} l^3 q (\beta^3 - \alpha^3) - \int \frac{vn}{\lambda N} dt.$$

Величина f по определению равна отношению этой разности к полному числу становящихся тепловыми нейтронов. Подставляя n из равенства (6) и выполняя интегрирование, легко найдем

$$f = \frac{3\alpha^2}{\beta^3 - \alpha^3} \frac{(1-\alpha)(1+\beta)e^{-\beta+\alpha} - (1+\alpha)(1-\beta)e^{\beta-\alpha}}{(\alpha + s - \alpha s)(1+\beta)e^{-\beta+\alpha} - (\alpha + s + \alpha s)(1-\beta)e^{\beta-\alpha}}. \tag{9}$$

Нам потребуется также выражение для плотности тепловых нейтронов на границе углеродной сферы. Оно получается из равенства (6), если положить $r = R_2$, и выглядит следующим образом:

$$n(R_2) = \frac{3ql^2}{\lambda v}\left[1 - \frac{2\alpha^2}{(\alpha + s - \alpha s)(1+\beta)e^{-\beta+\alpha} - (\alpha + s + \alpha s)(1-\beta)e^{\beta-\alpha}}\right]. \tag{10}$$

В опыте, описанном в экспериментальной части отчета, использовались кубические ящики со стороной 8 дюймов, наполнявшиеся 60 фунтами U_3O_8 в порошке. Эти ящики располагались внутри графита в виде кубической решетки с величиной ячейки 16 дюймов.

Для использованного графита (плотности 1,63 *г/см*^{3}) было принято

$$\lambda = 2{,}55 \text{ см}, \qquad l = \lambda \sqrt{\frac{N}{3}} = 45 \text{ см}.$$

Кроме того,

$$R_1 = 12{,}6 \text{ см}, \qquad R_2 = 25{,}2 \text{ см},$$

$$\alpha = 0{,}28, \qquad \beta = 0{,}56, \qquad \frac{1+\gamma}{1-\gamma} = 4{,}32, \qquad s = 0{,}141.$$

Из формулы (9) следует, что при таких значениях

$$f = 0{,}873, \tag{11}$$

а из равенства (10)

$$\frac{vn(R_2)}{q} = 327 \text{ см}. \tag{12}$$

Проверка этого результата на опыте обсуждена в экспериментальной части. Число тепловых нейтронов, появляющихся в ячейке за единицу времени, равно

$$\frac{4\pi}{3}(R_2^3 - R_1^3)q.$$

Из них в уране поглощается

$$\nu_U = \frac{4\pi}{3}(R_2^3 - R_1^3)qf$$

нейтронов, а в углероде

$$\nu_C = \frac{4\pi}{3}(R_2^3 - R_1^3)\,q\,(1-f)$$

нейтронов. С помощью соотношений (11) и (12) можно показать, что в данном случае

$$\nu_U = 156\, vn(R_2), \qquad \nu_C = 23vn(R_2). \tag{13}$$

3. Сравнение сферической и кубической ячеек

Для ячейки, использованной в эксперименте, были оценены также различия, возникающие при замене реальной кубической ячейки на сферическую.

Плотность тепловых нейтронов в кубической ячейке различна в различных точках поверхности куба. Она минимальна в центрах граней и максимальна в вершинах. При замене кубической ячейки на сферическую ячейку значение интенсивности $n(R_2)$ на поверхности должно быть промежуточным между максимальным и минимальным значениями интенсивности на поверхности куба. Численные расчеты для ячейки, использованной в эксперименте, дали следующие значения плотности n в различных точках поверхности кубической ячейки по сравнению с плотностью $n(R_2)$ на поверхности эквивалентной сферической ячейки:

$$n\ (\text{центр грани}) = 0{,}81\ n(R_2),$$
$$n\ (\text{центр ребра}) = 0{,}98\ n(R_2),$$
$$n\ (\text{вершина}) = 1{,}10\ n(R_2).$$

4. Резонансное поглощение

Проблема нахождения величины p (вероятности того, что нейтрон избежит резонансного поглощения в уране) довольно подробно изучалась принстонской группой. Ее результаты позволяют вычислить «резонансный объем» уранового блока. Простая формула для оценки резонансного объема имеет вид

$$V_R = 0{,}42M + 1{,}2S,$$

где M — масса блока, граммы; S — его поверхность, *см*^{2}. Коэффициенты в этой формуле были вычислены исходя из данных, полученных в Принстоне и сообщенных Вигнером на коллоквиуме в Чикаго. Указывалось, что эти данные основаны пока что на предварительных результатах и могут быть пересмотрены.

Для блоков, использованных в экспериментах Колумбийского университета (1941 г.), эта формула дает

$$V_R = 14400\ см^3,$$

откуда можно оценить, что

$$p = 0{,}79.$$

5. Свойства уран-графитовой системы конечных размеров

Так называемые «промежуточные эксперименты» с уран-графитовыми системами заключаются в проведении измерений на решетках с довольно большим количеством ячеек; однако при этом размеры системы существенно меньше ожидаемых критических размеров. Основная цель таких «промежуточных экспериментов» состоит в действительности в том, чтобы определить, будет ли значение k для данного типа решетки больше или меньше 1, и оценить критические размеры (если k окажется больше 1), не прибегая к использованию больших количеств материала, необходимых для достижения критических размеров на самом деле.

Свойства решетки с большим числом ячеек в первом приближении можно описать, если пренебречь мелкомасштабной периодической структурой и заменить реальную негомогенную систему на эквивалентную ей гомогенную систему. Плотность нейтронов различных энергий зависит от положения в решетке. При переходе от ячейки к ячейке эти плотности меняются более или менее регулярно, но, кроме того, имеются локальные вариации внутри каждой ячейки, отражающие периодичность структуры решетки. Приближение, используемое в этом разделе, состоит в усреднении таких локальных вариаций n с тем, чтобы представить различные плотности в виде гладких функций, подобных тем, каких следовало бы ожидать для гомогенной уран-графитовой смеси.

Диффузию тепловых нейтронов можно описать с помощью уравнения, подобного уравнению (3). Следует заметить, однако, что из-за поглощения в уране поглощение тепловых нейтронов в уран-графитовой системе гораздо выше, чем в чистом графите. На практике суммарное поглощение в уране может оказаться в 10 раз больше, чем в углероде. Следовательно, среднее число соударений N, которое испытает тепловой нейтрон до поглощения, будет гораздо меньше такого числа в углероде. Обозначив средний свободный пробег для поглощения через Λ [в уравнении (3) ему соответствовало λN], можно записать

$$\Delta n - \frac{3}{\lambda\Lambda} n + \frac{3}{\lambda v} q_т = 0. \qquad (14)$$

Следует заметить, что значения λ в уравнениях (3) и (14) не вполне одинаковы, так как присутствие урана сказывается также и на среднем сво-

бодном пробеге для рассеяния, хотя и в гораздо меньшей степени. При отсутствии резонансного поглощения величину q, плотность становящихся тепловыми нейтронов, можно было бы вычислить с помощью следующего уравнения [уравнение (1) отчета А-21]:

$$\Delta q = \frac{\partial q}{\partial t}, \tag{15}$$

где

$$t = r_0^2/4 \tag{16}$$

есть возраст замедления становящихся тепловыми нейтронов, а r_0 — соответствующий пробег. Вследствие резонансного поглощения $(1 - p)$ от всего числа нейтронов будет захвачено во время процесса замедления. Мы учтем это обстоятельство, если при $t = 0$ в уравнении (15) положим q равным произведению плотности образующихся быстрых нейтронов на величину p. Если кроме быстрых нейтронов, образующихся в уране (с плотностью $\eta f \frac{v}{\Lambda} n$), имеются и быстрые нейтроны от первичного источника (с плотностью Q), то, учитывая соотношение (2), получаем

$$q(t = 0) = pQ + k\frac{v}{\Lambda} n. \tag{17}$$

Решение уравнений (14), (15), (17) может быть легко найдено, если зависимость от пространственных координат имеет вид плоской волны, $e^{i\omega r}$. Легко проверить, что в этом случае решения, удовлетворяющие нашим уравнениям, имеют вид

$$q = \frac{\left(1 + \frac{\lambda\Lambda}{3}\omega^2\right) pQ}{\left(1 + \frac{\lambda\Lambda}{3}\omega^2\right) e^{\frac{r_0^2}{4}\omega^2} - k}, \qquad n = \frac{\Lambda pQ/v}{\left(1 + \frac{\lambda\Lambda}{3}\omega^2\right) e^{\frac{r_0^2}{4}\omega^2} - k}. \tag{18}$$

Решения, соответствующие задачам более общего типа, можно получить с помощью суперпозиции таких «волновых» решений.

В качестве примера рассмотрим случай, когда в центре куба со стороной a находится точечный источник интенсивности Q_0. Если куб изолирован и a очень велико по сравнению со средними длинами свободного пробега, то в качестве граничных условий на поверхности куба можно принять, что плотности нейтронов стремятся к нулю. Точечный источник в центре куба может быть представлен с помощью следующего разложения:

$$Q = \frac{8Q_0}{a^3} \sum_{i,j,l} \cos\frac{\pi i x}{a} \cos\frac{\pi j y}{a} \cos\frac{\pi l z}{a}, \tag{19}$$

где суммирование проводится по нечетным значениям индексов i, j, l. Тогда с помощью равенств (18) получим

$$\left.\begin{aligned} q &= \frac{8pQ_0}{a^3} \sum_{i,j,l} \frac{\left(1+\frac{\lambda\Lambda}{3}\omega_{ijl}^2\right)\cos\frac{\pi i x}{a}\cos\frac{\pi j y}{a}\cos\frac{\pi l z}{a}}{\left(1+\frac{\lambda\Lambda}{3}\omega_{ijl}^2\right)e^{\frac{r_0^2}{4}\omega_{ijl}^2}-k}, \\ n &= \frac{8\Lambda p Q_0}{a^3 v} \sum_{i,j,l} \frac{\cos\frac{\pi i x}{a}\cos\frac{\pi j y}{a}\cos\frac{\pi l z}{a}}{\left(1+\frac{\lambda\Lambda}{3}\omega_{ijl}^2\right)e^{\frac{r_0^2}{4}\omega_{ijl}^2}-k}, \end{aligned}\right\} \tag{20}$$

где

$$\omega_{ijl}^2 = \frac{\pi^2}{a^2}(i^2+j^2+l^2). \tag{21}$$

6. Теория экспоненциального эксперимента

Для интерпретации экспериментов нам понадобится, кроме решения типа (20), также и решение, соответствующее отсутствию первичного источника Q в области, где производятся измерения. Запишем такое решение для колонны, имеющей сечение в форме квадрата со стороной a, при условии, что плотности нейтронов любых энергий на границе колонны стремятся к нулю. Решение, соответствующее некоторому сечению колонны, может быть разложено в двойной ряд Фурье:

$$\sum_{j,l} c_{jl}\cos\frac{\pi j x}{a}\cos\frac{\pi l y}{a}e^{-z/b_{jl}}, \tag{22}$$

где индексы j и l по-прежнему имеют нечетные значения, а b_{jl} — постоянная, удовлетворяющая следующему соотношению:

$$k = \left\{1-\frac{\lambda\Lambda}{3}\left[\frac{1}{b_{jl}^2}-\frac{\pi^2}{a^2}(j^2+l^2)\right]\right\}e^{-\frac{r_0^2}{4}\left[\frac{1}{b_{jl}^2}-\frac{\pi^2}{a^2}(j^2+l^2)\right]}. \tag{23}$$

Наибольшее значение из всех b_{jl} имеет b_{11}, соответствующее главной компоненте Фурье. Следовательно, при больших значениях z решение сводится только к этой компоненте. Тогда

$$k = \left\{1-\frac{\lambda\Lambda}{3}\left(\frac{1}{b_{11}^2}-\frac{2\pi^2}{a^2}\right)\right\}e^{-\frac{r_0^2}{4}\left(\frac{1}{b_{11}^2}-\frac{2\pi^2}{a^2}\right)}. \tag{24}$$

Из этого соотношения, в частности, следует, что

$$b_{11} \gtrless \frac{a}{\pi\sqrt{2}} \qquad (25)$$

в зависимости от $k \gtrless 1$. Это означает, что результаты измерения величины b_{11} позволяют судить, можно ли получить цепную реакцию в решетке данного типа с помощью простого увеличения ее размеров.

Ввиду практической важности этого вывода желательно обсудить, насколько сказываются на результате (25) предположения, принятые в теоретических выкладках предыдущего раздела, в частности, замена решетки на непрерывную среду. Можно показать, что результат (25) почти не зависит от таких предположений.

Рассмотрим решетку со структурой, обладающей $k = 1$. В бесконечной решетке этого типа будет существовать постоянное решение, соответствующее образованию равного числа нейтронов во всех урановых блоках и поглощению в каждой ячейке такого количества нетронов, которое в ней образуется. В кубической решетке каждый блок окружен «оболочками» из блоков. В оболочку входят блоки, расположенные на одном и том же расстоянии от рассматриваемого блока. Число поглощенных в блоке нейтронов зависит от числа нейтронов, испускаемых окружающими блок ячейками, и не меняется при изменении интенсивности испускания нейтронов в одной из окружающих блок ячеек, если только это делается таким образом, чтобы не изменялась средняя интенсивность блоков оболочки.

Следовательно, рассматриваемая бесконечная решетка будет по-прежнему находиться в равновесии, при условии что все блоки окружены оболочками, для каждой из которых средняя интенсивность испускания равна испусканию блока в центре. Ясно, что это условие выполняется, если все блоки испускают нейтроны с одинаковой интенсивностью.

Простой численный подсчет доказывает, что это условие выполняется с хорошей точностью и в том случае, когда интенсивность испускания нейтронов различными блоками задается выражением

$$I_0 e^{-z/b} \cos\frac{\pi x}{a} \cos\frac{\pi y}{a}, \qquad (26)$$

где x, y, z — координаты блока; $b = a/\pi\sqrt{2}$, а величина a велика по сравнению с размером ячейки.

Такой расчет был выполнен для значения a, которое в соответствии с условиями эксперимента было в 6 раз больше размера ячейки. Он показал, что упомянутое условие выполняется довольно точно. Более тщательное обсуждение приближений, используемых в экспериментальном методе, проведено Э. Теллером.

К статье 95

Недавно в биографии Галилея я прочитал о следующем эпизоде, произошедшем сразу после завершения постройки первого телескопа. Проверя его действие, Галилей направил телескоп на небесные тела. Он тотчас же понял, что для научного познания открылся совершенно новый мир, и не мог удержаться от того, чтобы не приступить к немедленному его изучению. Систематически, ночь за ночью, вел он исследования. Была составлена карта Луны, открыты и классифицированы спутники планет, проанализировано их движение, вскрыты следствия этих открытий — так что к тому времени, когда Галилея оставила лихорадка первооткрывателя, лоция нового мира уже существовала. Потом будут уточняться детали, будет увеличиваться точность, будут строиться новые инструменты, позволяющие проникнуть дальше в этот мир, но самые важные, самые главные его черты уже были обрисованы, пути дальнейших исследований — намечены.

Самым поразительным в этом рассказе для меня было то, что если бы в нем вместо имени Галилея стояло имя Ферми, то он совершенно точно описывал бы стиль работы Ферми. Именно так поступал Ферми и тогда, когда был только что выведен пучок тепловых нейтронов из аргоннского «котла», и в любом другом случае, когда он оказывался лицом к лицу с новым орудием познания.

Галилей никогда не погружался в частности настолько, чтобы перестать чувствовать более значительные проблемы: он все время не упускал из виду (и постоянно возвращался к ним) те систематические исследования, которые в конце концов привели к разрушению представлений о Земле как центре Вселенной. Но при этом им совершались частые «вылазки» по новым дорогам, открывавшимся осмысливанием и экстраполяцией результатов (т. е. теорией) или усовершенствованием оборудования. То же можно сказать и о Ферми. И для него, и для Галилея процесс открытия и прослеживания обещающих «жил» в науке был таким же естественным и необходимым, как дыхание. (Раньше я считал Ферми гением совершенно своеобразным или, если уж подыскивать прецеденты, то, быть может, продолжающим традиции Релея. Но теперь мне ясно, что Ферми происходит по прямой линии от Галилея.)

Мое научное сотрудничество с Ферми ограничилось работой в Колумбийском университете в 1941—1942 гг. на предварительной стадии Плутониевого проекта. Две не особенно существенных статьи, в которых наши имена стояли вместе ([Б147] и статья 95), иллюстрируют (в несколько минорном тоне) сделанные выше замечания о стиле работы Ферми. Статья 95, более важная из них, была докладом о первом звене из такой длинной цепи испытаний решеток различных размеров и материалов разнообразной формы и различного изготовления, которая привела в конце концов к успешному запуску первому реактора под Западной трибуной стадиона Чикагского университета.

Результаты этого первого испытания были неубедительны. Чистота и урана, и графита оказалась далека от той, на которую надеялись; плотность окиси была слишком низка. Потом все это будет улучшено ценой больших усилий. Но во мне жива память удивительного возбуждения, сопровождавшего эти первые попытки установить, возможна ли цепная реакция с теми материалами, которые тогда быстро становились доступными. Разрабатывались ли детали конструкции «экспоненциального котла»,

производились ли измерения на нем, — во все частности дружно вникали все участники, от Ферми (с лицом, покрытым черной графитовой пылью, он перекладывал бруски, но гораздо чаще манипулировал — казалось, что он сросся с ней — логарифмической линейкой, этим связующим звеном между его руками и мозгом) до молодого аспиранта, позаимствованного в другой группе, чтобы обеспечить лишнюю пару рук.

Научиться чему-то от Ферми можно было главным образом с помощью наблюдения и соревнования. В эксперименте вы делали свою — или бо́льшую, если вы были на это способны — долю работы, но темп работы задавался Ферми, и он был всегда высоким. Если в работе участвовал Ферми, а вы хотели сделать некоторый вклад в нее, который не был бы уже намечен Ферми, то вы должны были стать — в буквальном смысле слова — ранней пташкой. Я проник в этот секрет совершенно случайно; однажды утром в общей спальне старой Аргоннской лаборатории (в те дни переезды были затруднены, и поэтому во время проведения эксперимента мы часто оставались на ночь) мне случилось проснуться в 5 утра, и я увидел Ферми, сидящего на своей койке, поджав ноги на манер итальянского Будды, с линейкой на коленях, отрешенно заносящего в блокнот план работы на день. Неудивительно поэтому, что когда вы, чувствуя себя очень умным, врывались ранним утром с новой идеей, то оказывалось, что она уже разработана — вам никак не удавалось стать достаточно умным или встать достаточно рано! В аудитории темп был медленнее — это была единственная уступка, делавшаяся Ферми,— но в других отношениях все было очень похоже.

Б. Фелд

См. также вводные замечания к статье 94

95

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В РЕШЕТКЕ ИЗ ОКИСИ УРАНА И ГРАФИТА. ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ *

(Совместно с Г. Андерсоном, Б. Фелдом, Дж. Вейлем и У. Зинном)

В отчете рассматриваются некоторые эксперименты, выполненные для того, чтобы установить, можно ли получить расходящуюся цепную реакцию в данной решетке из блоков окиси урана, размещенных в графите, если размеры решетки делать достаточно большими. С этой точки зрения основные свойства решетки данного типа могут быть описаны с помощью коэффициента размножения k. Эта величина определяется как среднее число нейтронов первого поколения, образующихся на один первичный нейтрон в решетке данного типа, имеющей бесконечные размеры.

* *Neutron Production in a Lattice of Uranium Oxide and Graphite. Exponential Experiment.* (With H. Anderson, B. Feld, G. Weil and W. Zinn.) Отчет CP-20 (26 марта 1942 г.).

В экспериментах, которые будут описаны в настоящем отчете, мы исследовали свойства решетки из блоков U_3O_8, размещенных в графите. Использовалась кубическая решетка со стороной ячейки 16 дюймов. В центре каждой ячейки располагался кубический ящик $8\times8\times8$ *дюйм*^{3}, содержащий около 60 фунтов окиси урана. Ящик делался из тонкого железного листа, покрытого слоем олова, и весил около 500 *г*. Эта структура была выбрана главным образом из-за ее конструкционной простоты: она могла быть построена из наших стандартных графитовых брусков $4 \times \times 4 \times 12$ *дюйм*^{3}. Мы не ждали от этой структуры хорошего приближения к оптимальным условиям, но, тем не менее, считали желательным получить как можно скорее некоторую предварительную информацию. Оказалось, что для данной структуры величина k составляет около 0,87.

Были выполнены две серии экспериментов:

а) экспоненциальный эксперимент, основная цель которого состояла в определении k;

б) в центре большого кубического блока располагался источник, производились измерения интенсивности резонансных и тепловых нейтронов в различных точках и результаты сравнивались с теоретически ожидаемыми величинами; целью этого эксперимента (который будет описан в третьей части доклада [1]) было исследование деталей механизма процесса размножения.

ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения, которые должны быть описаны в этом разделе, выполнялись в Колумбийском университете начиная с августа 1941 г. В конце сентября 1941 г. была создана новая, более высокая экспоненциальная структура и использован 2-граммовый источник (Ra + Be) вместо первоначального источника (около 600 *мг*), что еще больше повысило точность измерений. Здесь мы опишем вторую серию экспериментов.

1. Измерения

В окончательном виде структура, на которой проводились измерения, имела форму колонны с квадратным основанием 8×8 *фут*^{2} (6×6 периодов решетки). Высота колонны составляла 11 *фут* (8 полных периодов решетки); кроме того, в основании был уложен 4-футовый слой графитовых брусков.

Колонна покоилась на парафиновом основании 10×10 *фут*^{2} и толщиной около 1 *фут*. Источник (2 *г* Ra, смешанные с Be) помещался под центром основания колонны в канале, проделанном в парафине. Для удоб-

---

[1] Работа [Б151].— *Ред.*

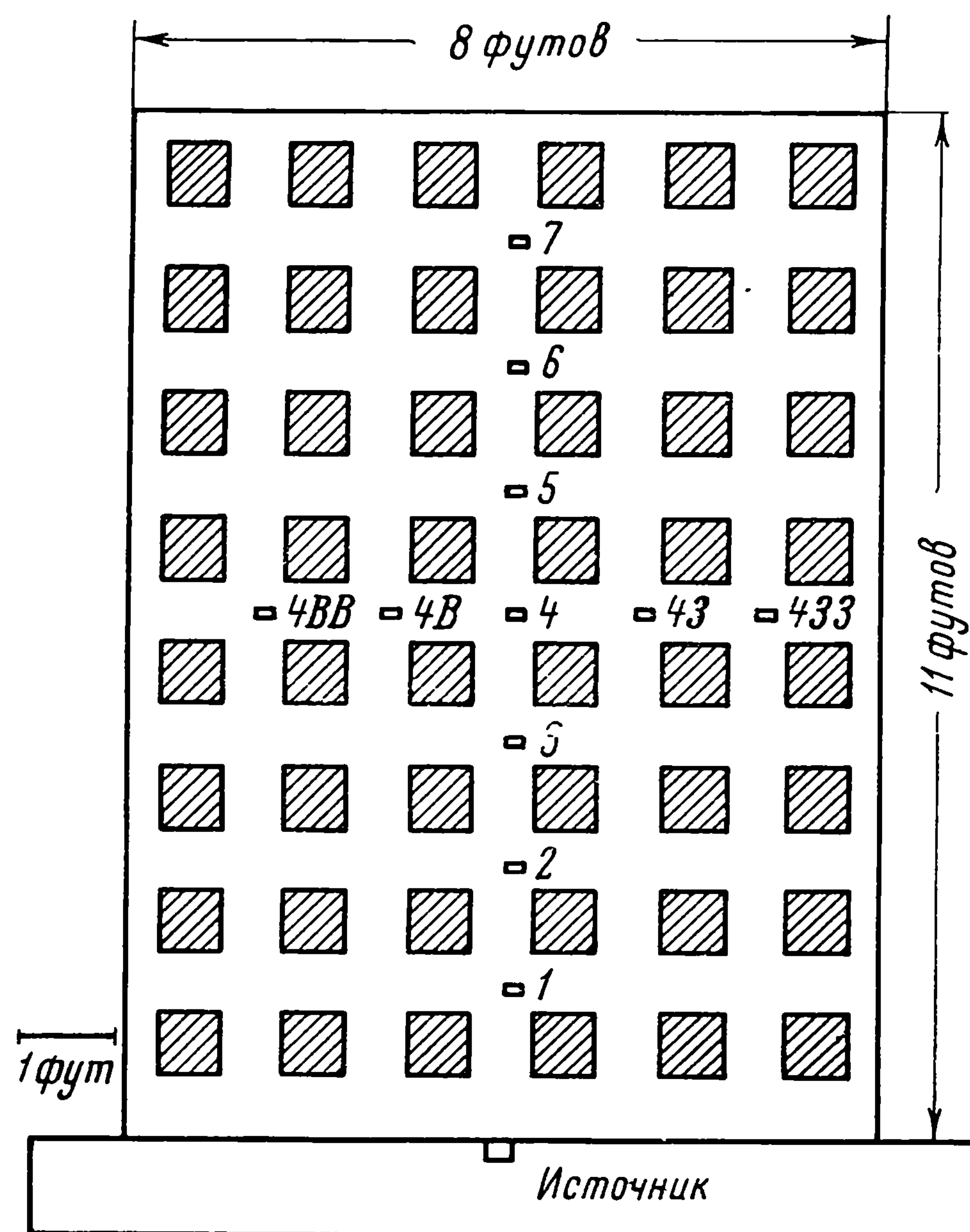


Рис. 1

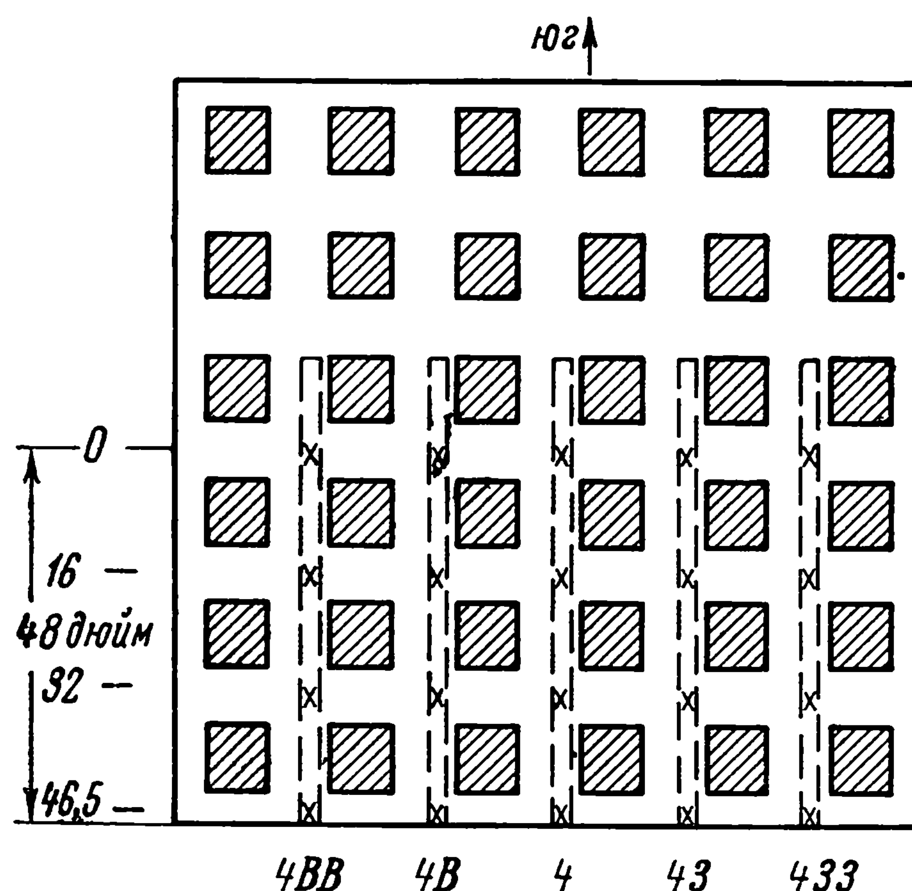


Рис. 2.

ства обозначения точек в колонне воспользуемся декартовой системой координат x, y, z, поместив начало координат в центре основания колонны и направив ось x вертикально, а ось y — на север.

Для производства измерений в колонне было проделано 11 горизонтальных щелей (около $2 \times {}^3/_8$ *дюйм*^{2} и длиной 5 *фут*). Семь из них (отмеченных на рис. 1 цифрами 1, 2, 3, 4, 5, 6 и 7) позволяли помещать детекторы в точки вблизи оси колонны. По практическим соображениям эти щели были проделаны на 2 дюйма западнее оси, так что измерения точно на оси колонны не могли быть выполнены.

В плоскости щели 4 были сделаны также щели 4 З, 4 ЗЗ, 4 В, 4 ВВ с таким расчетом, чтобы было можно полностью найти распределение интенсивности в этой плоскости, необходимое для введения поправок на высшие гармоники.

Поскольку нейтроны, спонтанно образующиеся в уране, дают заметный вклад в активацию, измерения производились как при наличии источника, так и без него. В качестве детекторов использовались индиевые фольги, защищавшиеся и незащищавшиеся кадмием.

Результаты экспериментов суммированы в табл. I и II.

Измерения, результаты которых приведены в табл. I, производились в точках щелей, ближе всего находившихся к оси колонны. В первой гра-

Таблица I

Измерения вблизи оси

Положение	Интенсивность при наличии источника		Cd отношение	Интенсивность без источника, Cd нет	Влияние только источника, Cd нет
	нет Cd	есть Cd			
1	234,8	44,4	5,29	0,252	234,5
2	69,37	12,00	5,78	0,320	69,05
3	23,64	4,143	5,71	0,365	23,28
4	8,93	1,610	5,54	0,365	8,57
5	3,594	0,638	5,63	0,394	3,200
6	1,572	0,286	5,50	0,324	1,248
7	0,684	0,112	6,11	0,235	0,449
8 (верх)	0,070				

Таблица II

Измерения в плоскости 4

Расстояние от центра, *дюйм*	Интенсивность при наличии источника и без него (данные в скобках)				
	4 ЗЗ	4 З	4	4 В	4 ВВ
0	4,79	7,71	8,93 (0,365)	7,50	4,055
16	4,115 (0,248)	6,645	7,73	6,24 (0,277)	3,50
32	2,41 (0,1849)	3,765	4,36 (0,2495)	3,52	2,00 (0,2268)
46,5	0,361	0,526	0,660	0,550	0,347

фе указывается щель (в обозначениях рис. 1). Восьмая строка добавлена для указания положения, соответствующего верху колонны. В графах 2 и 3 приводятся измеренные значения интенсивности при наличии источника, соответственно для случаев, когда детектор окружался и не окружался кадмием. Отношения этих величин указаны в графе 4. Видно, что это отношение практически постоянно всюду, за исключением точки 7, где интенсивность при экранировании кадмием слишком мала, чтобы от нее можно было ожидать хоть какой-то точности, и точки 1, где еще заметны возмущения, оказываемые близрасположенным источником. Это «кадмиевое отношение» может служить простым критерием, позволяющим

решить, насколько далеко от источника заметно его возмущающее действие. В нашем случае, по-видимому, источник оказывает очень слабое возмущение на все точки, за исключением первой.

В графе 5 приводится величина интенсивности, измеренная без источника (и без кадмия) и соответствующая спонтанному испусканию нейтронов.

В графе 6 указана разность чисел в графах 2 и 5, т. е. эффект, обусловленный только источником.

В табл. II собраны результаты измерений, делавшихся в плоскости щели 4. Щели указаны в верхней строке этой таблицы. Для каждой щели измерения производились в четырех точках, находившихся на расстоянии 0, 16, 32 и 46,5 *дюйм* от точки, ближайшей к оси котла (см. рис. 2). Числа в табл. II представляют результаты измерений при наличии источника. В некоторых репрезентативных точках делались также измерения без источника. Эти результаты приведены в скобках ниже основных чисел.

2. Поправка на гармоники

Поправка на высшие гармоники была получена следующим образом. Точки плоскости 4, где производились измерения, располагались вблизи точек, координаты x и y которых представляли произведение целого числа на величину $a/6$ (a — эффективная сторона колонны). С помощью простой и довольно надежной интерполяции данных табл. II, пdи которой учитывалась также симметрия структуры, мы смогли вычислить значения интенсивности, обусловленные действием только самого источника, для точек плоскости 4 с координатами, равными произведению целых чисел на $a/6$ (величина a — сторона колонны, увеличенная на $2\lambda/\sqrt{3}$,— составляла 246,9 *см*). Результаты приведены в табл. III.

Таблица III

x \ y	0	$a/6$	$2a/6$	$3a/$
0	8,57 (0,36)	7,30 (0,32)	4,01 (0,24)	0
$a/6$		6,09 (0,28)	3,37 (0,21)	0
$2a/6$			1,89 (0,16)	0
$3a/6$				0

В скобках указаны поправки, вводившиеся для учета влияния спонтанных нейтронов.

Учитывая симметрию, из этих данных можно определить коэффициенты разложения интенсивности в двумерный ряд Фурье:

$$c_{11}\cos\frac{\pi x}{a}\cos\frac{\pi y}{a}+c_{13}\cos\frac{\pi x}{a}\cos\frac{3\pi y}{a}+c_{31}\cos\frac{3\pi x}{a}\cos\frac{\pi y}{a}+c_{33}\cos\frac{3\pi x}{a}\cos\frac{3\pi y}{a}+$$
$$+c_{15}\cos\frac{\pi x}{a}\cos\frac{5\pi y}{a}+c_{51}\cos\frac{5\pi x}{a}\cos\frac{\pi y}{a}+\cdots.$$

Были получены следующие значения:

$$c_{11}=0{,}819,$$
$$c_{13}=c_{31}=0{,}19,\quad c_{33}=0{,}01,$$
$$c_{15}=c_{51}=0{,}02.$$

Видно, что поправка на гармоники довольно мала. Наиболее важный ее член соответствует гармоническим компонентам 1 3 и 3 1. Действительно, c_{33} и $c_{15}=c_{51}$ настолько малы, что точность эксперимента недостаточно велика, чтобы можно было определить их знак. Впрочем, теоретически в нашем случае (точечный источник) все гармонические коэффициенты должны быть положительны.

Из найденных значений гармонических коэффициентов в плоскости 4 возможно найти гармонические поправки и в других плоскостях. Для этого используется связь между экспоненциальными «длинами релаксации» для различных гармонических составляющих

$$\frac{1}{b_{jk}^2}=\frac{1}{b_{11}^2}+\frac{(j^2+k^2-2)\pi^2}{a^2}. \qquad (1)$$

Если для b_{11} принять экспериментальное значение $b_{11}=45{,}5$ (см. далее), то получим $b_{13}=23{,}7$; $b_{33}=18{,}04$; $b_{15}=15{,}03$.

Так как «шаг» в наших измерениях равен размеру ячейки, т. е. 16 *дюйм* = 40,64 *см*, то для гармонической поправки получаем значения, приведенные в табл. IV. Здесь учтены только гармоники 1 3 и 3 1.

Указанная оценка величины поправок на гармоники, по-видимому, надежна для положений 3, 4, 5, 6 и 7, где эта поправка невелика. Для положений, более близких к источнику, становится заметным вклад от

Таблица IV

Положение	Поправка на гармоники	Положение	Поправка на гармоники
1	—	6	0,073
2	(21,2)	5	0,012
3	2,79	7	0,002
4	0,43		

более высоких гармоник, чем гармоника 1 3. Измерения в плоскости 4 позволяют получить лишь крайне грубую оценку этого вклада. Поэтому данные измерений, производившихся в плоскостях 1 и 2, вряд ли целесообразно использовать для получения конечного результата.

3. Поправки на рассеяние в комнате

Если бы рассеяние на стенах комнаты было пренебрежимо мало, то кривая нейтронной интенсивности при экстраполяции за пределы колонны спадала бы к нулю на расстоянии $\lambda/\sqrt{3}$ от ее поверхности.

Рассеяние в комнате приводит к увеличению плотности нейтронов вблизи поверхности колонны, тем самым увеличивая ее «эффективную сторону».

Для оценки этого эффекта производились измерения интенсивности в точках внешней поверхности колонны, находящихся на разной высоте над центром стороны основания. Значения высот выбирались промежуточными между высотами измерительных щелей. Результаты этих измерений суммированы в табл. V.

Таблица V

Положение	Интенсивность	Интенсивность на оси	Эффективная сторона
4 1/2	0,218	5,66	249,6
5 1/2	0,170	2,36	254,5
6 1/2	0,129	1,03	262,5

Таблица VI

Положение	Поправочный множитель
5	1,003
6	1,02
7	1,13

В графе 1 указывается положение относительно соседних щелей, в графе 2 — измеренное значение интенсивности. Для сравнения в графе 3 приводится значение интенсивности в центре щели, полученное интерполяцией данных табл. I.

Значения «эффективной стороны», указанные в графе 4, вычислялись по формуле

$$\frac{\text{Интенсивность на поверхности}}{\text{Интенсивность на оси}} = \cos\frac{\pi}{2}\frac{a_0}{a_{\text{эфф}}}, \qquad (2)$$

где $a_0 = 96$ *дюйм* $= 243{,}84$ *см* есть геометрическая сторона колонны.

Влияние рассеяния в комнате измерялось также на верхней поверхности колонны, в центре которой интенсивность составляла 0,07 (см. табл. I).

Из этих данных и из других данных табл. I можно найти «эффективную высоту» колонны, т. е. ту высоту, на которой интенсивность обратится в нуль при экстраполяции наружу. Было найдено, что «эффективный верхний торец» находится примерно на 10 *см* выше истинного торца.

Этот результат использовался для вычисления поправочного множителя к данным об интенсивности, учитывающего конечность высоты колонны. Этот поправочный множитель рассчитывался по формуле

$$\frac{1}{1 - e^{-(z_0 - z)/b}}, \tag{3}$$

где $(z_0 - z)$ — расстояние до «эффективного верхнего торца», а b — экспоненциальная длина релаксации. Найденные значения приведены в табл. VI.

4. Определение характеристической длины *c*

В разделе 6 теоретической части [2] мы показали, что существует простое соотношение (24) между коэффициентом размножения k и величиной c, определяемой формулой

$$\frac{1}{c^2} = \frac{1}{b^2} - \frac{2\pi^2}{a^2}. \tag{4}$$

Поэтому попытаемся найти *c* из результатов проделанных измерений.

Первая графа табл. VII, как обычно, указывает положение, причем включены положения, соответствующие как целым, так и полуцелым числам. В графе 2 приведены значения интенсивности, исправленные на высшие гармоники (т. е. данные графы 5 табл. I за вычетом гармонических поправок из табл. IV). В графе 3 указаны значения интенсивности гармоники 1 1 с учетом влияния конечной высоты (по табл. VI).

В графе 4 даются величины r — отношения между соседними парами значений интенсивности, взятыми из графы 3. Так, для положения $2^1/_2$, беря значения интенсивности в положениях 2 и 3, получаем 47,85/20,49 = = 2,335 и т. д. В графе 5 приводятся значения экспоненциальной длины релаксации, вычисленные из данных графы 4 по формуле

$$b = \text{Величина шага}/\ln r$$

(длина шага 16 *дюйм* = 40,64 *см*).

В графе 6 указаны значения «эффективной стороны» a. Они частично взяты из табл. V; для более низких положений, где рассеяние в комнате сказывается мало, предположено, что

$$a = a_0 + 2\lambda/\sqrt{3} = 246{,}9.$$

---

[2] Статья 94.— *Ред.*

Таблица VII

Положение	Интенсивность гармоники 1 1	Интенсивность с поправкой на «конечность» высоты колонны	Отношение r	$b=\frac{40,64}{\ln r}$	a	$\frac{1}{c^2}=\frac{1}{b^2}-\frac{2\pi^2}{a^2}$, 10^{-4}	c
2	(47,85)	(47,85)					
$2^1/_2$			(2,335)	(48,0)	(246,9)	(1,10)	
3	20,49	20,49					
$3^1/_2$			2,518	44,0	246,9	1,93	72
4	8,14	8,14					
$4^1/_2$			2,596	42,7	249,6	2,31	64
5	3,127	3,136					
$5^1/_2$			2,486	44,7	254,5	1,96	71
6	1,236	1,261					
$6^1/_2$			2,497	44,5	262,5	2,18	68
7	0,447	0,505					

В графе 7 приведены значения $1/c^2$, вычисленные по формуле (4) из данных граф 5 и 6.

Усреднив значения, приведенные в этой графе (при этом не используется значение из первой строки, так как вследствие больших поправок на гармоники оно не является надежным), получим

$$\frac{1}{c^2}=\frac{1}{b^2}-\frac{2\pi^2}{a^2}=(2,09\pm 0,09)\cdot 10^{-4} \qquad (5)$$

и

$$c=69\ см.$$

Вычислим теперь коэффициент размножения по формуле (24) теоретической части

$$k=\left(1-\frac{\lambda\Lambda}{3}\frac{1}{c^2}\right)e^{-\frac{r_0^2}{4}\frac{1}{c^2}}, \qquad (6)$$

принимая, что

$$\frac{\lambda\Lambda}{3}=315, \qquad \frac{r_0^2}{4}=340. \qquad (7)$$

В итоге получим

$$k=0,87.$$

Существуют следующие источники погрешности в этом значении k.

а) Ошибки измерений. По оценке, основанной на внутренней согласованности данных, они могут вызвать погрешность около $\pm 0{,}01$.

б) Неточности в принятых значениях (7). По этому поводу можно заметить, что такие ошибки скажутся на конечном результате пропорционально малой разности между k и 1. Например, 20%-ная ошибка в (7) приведет к погрешности в k, составляющей лишь 0,026.

в) Ошибка, обусловленная несовершенством теории экспоненциального эксперимента. Как показывает обсуждение в теоретической части отчета и как следует из более подробных вычислений Э. Теллера, эта ошибка, по-видимому, очень мала.

Следует указать, что полученный результат относится к использованной решетке данного типа.

Дополнительными измерениями было установлено, что поглощение в железных ящиках, содержащих окись урана, вызывает уменьшение коэффициента размножения на 4%. Кроме того, использованная окись содержала заметное количество примесей, так что при использовании более чистой окиси можно ожидать увеличения k на несколько процентов. Дальнейшего увеличения k можно добиться с помощью лучшей геометрии и использования прессованной окиси или металлического урана.

Авторы благодарны д-рам Г. Ханштейну и Г. Пакстону за помощь на ранней стадии эксперимента.

К статье 96

Эта статья интересна в том отношении, что в ней нашло отражение изменение стиля работы, на которое был вынужден пойти Ферми, оказавшись в большой и могущественной организации, какой за несколько месяцев стала Металлургическая лаборатория. Вместо того, чтобы принимать непосредственное участие в экспериментальной работе — на это у Ферми не оставалось времени, — он давал указания о проведении эксперимента. Квалифицированная группа тотчас же выполняла опыт и вручала Ферми результаты — для анализа. Впрочем, и анализ результатов мог быть поручен им кому-либо из теоретиков. Сомнительно, чтобы все это доставляло ему удовольствие. Как-то при встрече с Сегре Ферми обронил замечание, что он теперь занимается физикой по телефону.

Ферми решил повторить предыдущие эксперименты (см. статью 89) на большей графитовой колонне и с лучшей точностью. Опыт был быстро выполнен группой III, руководимой М. Уайтекером и У. Зинном. Однако Ферми отказался доверить кому-либо анализ результатов и провел его сам. Новое значение $\eta = 1{,}29$ оказалось заметно меньше найденного ранее, что привнесло некоторые сомнения в мудрости решения о повторении эксперимента.

Г. Андерсон

96

ЧИСЛО НЕЙТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ УРАНОМ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ТЕПЛОВОГО НЕЙТРОНА *

Интерпретация экспериментов по испусканию и поглощению нейтронов, описанных в недельном (на 3 июля 1942 г.) отчете С-164 [1], позволяет указать, что сечение поглощения урана для нейтронов с энергией kT составляет $6{,}77 \cdot 10^{-24}$, а испускание превышает поглощение в 1,29 раза.

В отчете А-6 Андерсона и Ферми [2] был указан метод определения числа нейтронов, испускаемых при поглощении теплового нейтрона в уране. Поскольку тогда количество графита, которое могло быть использовано для эксперимента, было довольно ограничено, то было сочтено целесообразным повторить тот же опыт, но при улучшенных условиях. Основные улучшения состояли в следующем.

а) Увеличение размеров колонны (примерно до 150 *см* вместо 90 *см*).

б) Использование прессованной окиси урана. Это позволило заметно уменьшить зазор, в который мог помещаться слой урана, и тем самым существенно снизить поправки на зазор.

---

* *The Number of Neutrons Emitted by Uranium per Thermal Neutron Absorbed.* Отчет С-190 (16 июля 1942 г.).

[1] Отчет С-164 писался без участия Ферми.— *Прим. ред. итало-амер. изд.*

[2] См. статью 89.— *Ред.*

в) Использование значительно более чистого урана.

Детали эксперимента и результаты измерений интенсивности приведены в отчете С-164. Данный же отчет посвящен интерпретации этих данных.

При обсуждении мы будем использовать, по существу, те же самые обозначения, что и в отчете А-6. В частности, при указании плотности замедления и плотности нейтронов за единицу будет приниматься число нейтронов, испускаемых использованным в опыте источником (Rn + Be).

Эксперимент, описанный в недельном отчете С-164, состоял, по существу, из двух серий измерений интенсивности нейтронов в графитовой колонне, на оси которой располагался радон-бериллиевый источник. В первой серии зазор, расположенный примерно в 100 *см* от источника, был пуст. Во второй серии измерений зазор заполнялся слоем прессованной окиси урана с плотностью 3,82 *г/см*^{2}. Более подробное описание эксперимента содержится в недельном отчете. Измерения при пустом зазоре используются для калибровки индиевых детекторов, с помощью которых проводились измерения. Разница в результатах измерений, проведенных с пустым и заполненным ураном зазором, обусловлена противодействующими эффектами образования и поглощения нейтронов в уране; она используется для вычисления этих эффектов.

Наш анализ будет содержать четыре раздела:

1) калибровка детекторов;
2) определение числа нейтронов, образовавшихся в уране;
3) определение числа тепловых нейтронов, поглощенных в уране;
4) выводы.

1. Калибровка детекторов

Измерения при пустом зазоре проводились с помощью индиевых фольг как с кадмиевой защитой, так и без нее. Результаты измерений при наличии Cd пропорциональны плотности замедления q для нейтронов с энергией индиевого резонанса. Сравнивая измеренные интенсивности и плотности замедления, вычисленные обычным образом, можно найти коэффициент перехода от наблюдаемых значений активности к плотностям замедления. Такое сравнение проведено в табл. I.

В первой графе характеризуется положение индиевого детектора (покрытого Cd) относительно источника. Число, указывающее положение, почти точно равно расстоянию от детектора до источника, выраженному в дециметрах. В графе 2, взятой из недельного отчета С-164, приводятся значения активности A_{Cd}, найденные при пустом зазоре. Данные графы 3 вычислены, исходя из предположения, что испущенные источником нейтроны делятся на три группы, для которых пробеги нейтронов индиевого резонанса составляют 22,8; 37 и 57 *см*, а относительные числа нейтронов — 0,150; 0,693 и 0,157. Использованная для вычислений формула имеет вид

$$10^6 q_{\mathrm{In}} = 2{,}274\, e^{-(r/22{,}8)^2} + 2{,}455\, e^{-(r/37)^2} + 0{,}152\, e^{-(r/57)^2}. \quad (1)$$

Таблица I

Положение	A_{Cd}	$10^6 \cdot q$	$10^{11} \cdot q/A_{Cd}$	
3	30 143	1,789	5,94	5,93
5	8 256	0,4893	5,93	
7	1 716	0,1022	5,96	
9	327	0,01916	5,86	
10—	143	0,008637	6,04	
10+	147	0,008613	5,86	
11	64	0,004013	6,27	
12	—	0,001881	—	
13	16	0,000836	5,23	
14	10	0,000365	3,65	

В графе 4 указано отношение q и наблюдаемых резонансных активаций. Видно, что это отношение сохраняет почти постоянное значение. Исключением являются последние точки, где возможны большие отклонения вследствие экспериментальных погрешностей определения очень малых интенсивностей. В качестве среднего значения отношения мы взяли $5{,}93 \cdot 10^{-11}$. Итак, калибровка для резонансных нейтронов выражается с помощью формулы

$$q = 5{,}93 \cdot 10^{-11} A_{Cd}. \qquad (2)$$

Как уже указывалось, такая калибровка не абсолютна, поскольку число нейтронов, испускаемых источником, было положено равным 1. Число нейтронов, испускаемых фактически использованным источником, составляло, по-видимому, около $25 \cdot 10^6$ в секунду.

Данные, с помощью которых производилась калибровка для тепловых нейтронов, собраны в табл. II.

Значения, приведенные в скобках, вычислены с целью интерполяции.

В первой графе, так же как в табл. I, указаны положения детектора. Во второй и третьей графах приводятся активации детектора без кадмиевого покрытия (A_{Ni}) и защищенного кадмием (A_{Cd}). Эти данные взяты из недельного отчета С-164. В графе 4 указаны активации $A_{тепл}$ под действием тепловых нейтронов, вычислявшиеся по формуле

$$A_{тепл} = A_{Ni} - 1{,}15\, A_{Cd}. \qquad (3)$$

В графе 5 указывается поправка на конечность высоты колонны, а в графе 6 — интенсивность тепловых нейтронов после внесения этой поправки. В седьмой графе приводится малая поправка, учитывающая утечку нейтронов через зазор. В настоящем эксперименте эта поправка далеко не так

Таблица II

Положение	A_{Ni}	A_{Cd}	$A_{тепл}$	Поправка на конечную высоту	Произведение	Влияние зазора	Исправленное значение активности	$10^6 \cdot nv\lambda$	$\frac{10^6 \cdot nv\lambda}{A_{тепл}}$ (исправл.)
7	59480	1714	57509	1,0001	57515	140	57655	656	1,138
9	27673	327	27297	1,0003	27305	294	27599	316	1,145
10—	19020	143	18856	1,0005	18865	426	19291	219	1,135
10+	19008	147	18839	1,0005	18848	426	19274	219	1,136
11	13062	64	12988	1,0011	13002	294	13296	151	1,136
12	9173	(32)	9136	1,0024	9158	203	9361	104	1,111
13	6207	16	6189	1,0050	6220	140	6360	71,6	1,126
14	(4226)	10	(4214)	1,0105	(4258)	97	(4355)	49,3	1,132

существенна, как в эксперименте, описанном в докладе А-6. Связано это с тем, что размер колонны увеличен, а зазор сделан меньше. Поправка вычислялась по формуле (27) доклада А-6

$$n(\zeta) = \frac{\pi^2 b}{a^2} L n_3 e^{-\frac{|\zeta|}{b}}. \qquad (4)$$

При вычислениях по этой формуле принималось, что $a = 153{,}45$ *см* и $b = 26{,}99$ в соответствии с длиной диффузии 43,25 *см*, найденной недавно для графита марки AGX. Величина L есть эффективная толщина зазора. Она должна быть несколько больше геометрической толщины (1,1 *см*), так как поперечная диффузия через зазор больше той, которая наблюдалась бы при зазоре, заполненном графитом. Для пустого зазора в действительности принималось, что $L = 2$. В графе 8 приводятся значения активности после введения всех поправок. В графе 9 указываются величины λnv, вычисленные по формуле, приведенной в недельном отчете С-92, но с использованием значений длины диффузии и стороны колонны, соответствующих сорту графита и колонне, примененных в настоящем эксперименте. В десятой графе приводятся значения отношений величин предыдущих двух граф. Это отношение постоянно в пределах ошибок эксперимента; среднее его значение составляет $1{,}132 \cdot 10^{-8}$. Окончательное выражение для калибровки наших детекторов по плотности тепловых нейтронов имеет вид

$$\lambda nv = 1{,}132 \cdot 10^{-8} [A_{Ni} - 1{,}15 A_{Cd}]. \qquad (5)$$

Эта калибровка, как и прежде, соответствует тому, что число испущенных источником нейтронов принимается за 1.

2. Определение числа нейтронов, образовавшихся в U

Сравнение граф 6 и 4 табл. I отчета С-164 показывает, что резонансная активация индия вблизи зазора гораздо больше в том случае, когда зазор заполнен ураном. Это различие объясняется тем, что ураном испускаются быстрые нейтроны, которые замедляются до энергии индиевого резонанса в непосредственной близости от зазора, добавляясь тем самым к нейтронам с энергией индиевого резонанса, непосредственно испущенным источником. Несмотря на то, что источник испускает гораздо больше нейтронов, чем слой урана, только немногие из них достигают окрестности зазора, не будучи замедлены до тепловых энергий. Поэтому резонансная активация вблизи зазора и за ним очень низка в том случае, когда в зазоре нет урана.

В первой графе табл. III указывается положение детектора. Во второй и третьей графах — резонансная активация при наличии урана в зазоре и при пустом зазоре. В четвертой графе приводится разность этих величин, а в пятой — та же разность, умноженная на $5{,}93 \cdot 10^{-6}$, т. е. $q_{\text{изб}}$ — избыток плотности замедления, обусловленный наличием слоя U_3O_8. По этим значениям $q_{\text{изб}}$ можно вычислить число нейтронов, испущенных ураном, находящимся в зазоре.

Таблица III

Положение	Cd есть U	Cd нет U	Разность	$q_{\text{изб}} \cdot 10^{10}$	Положение	Cd есть U	Cd нет U	Разность	$q_{\text{изб}} \cdot 10^{10}$
9	950	327	623	369	12	559,5	(32)	527,5	313
10—	804	143	661	388	13	363,9	16	347,9	206
10+	793	147	646		14	200,5	10	190,5	113
11	728	64	664	394					

Обозначим через $I_б$ интенсивность источника быстрых нейтронов в месте расположения зазора. Она определяется согласно приложению А отчета А-6. Плотность замедления нейтронов от такого источника на оси колонны дается формулой (15) отчета А-6:

$$q_б = I_б \frac{4}{a^2 \sqrt{\pi}} \frac{1}{r_0} e^{-\frac{\pi^2 r_0^2}{2a^2} - \left(\frac{x}{r_0}\right)^2}, \qquad (6)$$

где r_0 — пробег нейтронов, испущенных U.

Из данных табл. III находим $r_0 = 35$ *см*. Из формулы (6) тогда следует при интегрировании, что

$$I_б = \frac{a^2}{4} e^{\frac{\pi^2 r_0^2}{2a^2}} \int q_б \, dx = 7612 \int q_б \, dx. \qquad (7)$$

Значение интеграла в этой формуле может быть найдено с помощью численного интегрирования величин последней графы табл. III. Результат, однако, должен быть несколько исправлен, так как следует учесть влияние резонансных нейтронов, поглощенных в уране, учесть потери нейтронов на утечку через зазор и учесть спонтанное испускание нейтронов ураном. Численное интегрирование $q_{\text{изб}}$ дает

$$\int_{-\infty}^{\infty} q_{\text{изб}}\, dx = 2{,}618 \cdot 10^{-6}. \qquad (8)$$

Экспериментальные данные табл. III были экстраполированы за пределы области, в которой производились измерения, с помощью значения $r_0 = 35$ *см*. Кроме того, предполагалось, что $q_{\text{изб}}$ симметрично относительно зазора. Резонансная поправка вычислялась при помощи данных о резонансном поглощении, полученных в Принстоне. Было найдено, что к полученному значению интеграла надо прибавить $0{,}118 \cdot 10^{-6}$, чтобы учесть этот эффект. Поправка на зазор вычислялась при помощи интегрирования формулы (40) доклада А-6. Эта поправка при эффективной величине зазора 1,3 *см* составляет $0{,}026 \cdot 10^{-6}$. Поправка, учитывающая испускание спонтанных нейтронов, еще меньше и составляет только $0{,}003 \cdot 10^{-6}$. Итак, окончательно,

$$\int_{-\infty}^{\infty} q_{\text{б}}\, dx = (2{,}618 + 0{,}118 + 0{,}026 - 0{,}003) \cdot 10^{-6} = 2{,}789 \cdot 10^{-6}. \qquad (9)$$

Отсюда получаем

$$I_{\text{б}} = 7612 \cdot 2{,}789 \cdot 10^{-6} = 0{,}0210. \qquad (10)$$

3. Определение числа тепловых нейтронов, поглощенных в уране

Данные, необходимые для нахождения числа тепловых нейтронов, поглощенных находящимся в зазоре слоем урана, собраны в табл. IV.

В первой графе указано положение; во второй и третьей — активации незащищенного и защищенного кадмием детектора, наблюдаемые при постановке урана в зазор. В четвертой графе содержится доля активации, обусловленная тепловыми нейтронами и вычисленная по формуле (3). Данные пятой графы получены из данных четвертой графы умножением на коэффициент $1{,}132 \cdot 10^{-8}$, что дает величину λnv при наличии урана в зазоре. Данные шестой графы, полученные умножением на тот же коэффициент данных графы 4 табл. II, представляют значения λnv для того случая, когда в зазоре находится воздух вместо урана. Разность величин, стоящих в графах 5 и 6, лишь частично связана с поглощением тепловых

Таблица IV

Положение	с U			$\lambda vn \cdot 10^5$ (U)	$\lambda vn \cdot 10^5$ (воздух)	$\lambda vn \cdot 10^5$ (изб.)	$\lambda vn \cdot 10^5$ (погл.)	$\lambda vn \cdot 10^5$ (погл.) зазор
	A_{Ni}	A_{Cd}	$A_{тепл}$					
7	60 022	(2066)	57 646	65,255	65,100	3,923	3,768	11,45
9	27 045	950	25 952	29,378	30,900	5,170	6,692	9,69
10—	14 809	804	13 884	15,717	21,345	5,364	10,992	10,99
10+	14 108	793	13 196	14,938	21,326	5,364	11,752	11,75
11	11 651	728	10 814	12,241	14,702	5,170	7,631	11,05
12	9 137	559,5	8 494	9,615	10,342	4,664	5,391	11,31
13	6 947	363,9	6 528	7,390	7,006	3,923	3,539	11,75
14	5 031	201,5	4 800	5,434	4,770	3,105	2,441	10,74

нейтронов в слое урана. Чтобы найти эффект, обусловленный только поглощением тепловых нейтронов в уране, надо вычислить вклад от замедленных до тепловых энергий быстрых нейтронов, рождающихся в уране. Число тепловых нейтронов, обусловленное $q_{изб}$, приводится в графе 7; оно было вычислено методом, описываемым в примечании [3].

---

[3] Графа 7 табл. IV вычислена следующим образом (в этом примечании индекс «избыток» всюду опущен, но всюду подразумевается). Для синус-синусного распределения нейтронов величина λnv подчиняется дифференциальному уравнению

$$\frac{d^2}{dz^2}(\lambda nv) - \frac{1}{b^2}\lambda nv + 3q = 0.$$

Отсюда получаем

$$\lambda nv = \frac{3b}{2}\int_{-\infty}^{\infty} q(\zeta)\, e^{-\frac{|z-\zeta|}{b}}\, d\zeta. \quad \text{(a)}$$

При вычислении графы 7 в интеграл подставлялось значение плотности нейтронов, становящихся тепловыми, которое может быть получено из измеренного значения $q_{изб}$ индиевого резонанса с помощью интегрирования дифференциального уравнения замедления:

$$\Delta q = \partial q/\partial t.$$

При этом полагалось, что разность возрастов нейтронов с энергией индиевого резонанса и становящихся тепловыми нейтронов равна 60 *см*^{2}. Полученные значения плотности становящихся тепловыми нейтронов следующим образом зависят от расстояния до зазора:

Расстояние до зазора	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
$q_{т\,(изб)} \times 10^{10}$	375	333	285	203	125	65	30	12	4	2	0

Численное интегрирование формулы (a) и дает значения λnv (изб), приведенные в табл. IV.

Данные графы 8 получены вычитанием величин графы 5 из суммы величин граф 6 и 7. В этой графе приводится уменьшение λnv, обусловленное поглощением тепловых нейтронов в слое урана. Из формулы (22) доклада А-6 следует, что

$$\lambda nv = \frac{6b}{a^2} e^{-z/b}, \tag{11}$$

т. е. интенсивность, обусловленная отрицательным синус-синусным источником тепловых нейтронов (представляющим поглощение в окиси), зависит экспоненциально от расстояния до источника, причем длина релаксации равна b и составляет в нашем случае 26,99 *см*. Данные графы 8 при умножении на экспоненциальный множитель

$$e^{\left|\frac{z-z_0}{b}\right|},$$

где $|z - z_0|$ — расстояние между зазором и точкой проведения измерения, должны дать постоянную величину. Произведения данных графы 8 на указанный множитель приведены в графе 9. Помимо флуктуаций, обусловленных, по-видимому, экспериментальными погрешностями, в них содержится также некоторое указание на то, что среднее значение данных графы 9, соответствующих точкам ниже зазора, несколько меньше среднего значения для точек выше зазора. Это объясняется тем, что слой урана не только поглощает, но и рассеивает нейтроны. Такое объяснение хорошо описывает как знак, так и величину разности между средними значениями выше и ниже зазора. Взяв среднее от указанных средних значений, мы найдем, что в месте расположения зазора $\lambda nv \cdot 10^5$ (погл.) = 10,91. Это уменьшение интенсивности в месте расположения зазора обусловлено главным образом поглощением тепловых нейтронов в веществе, находящемся в зазоре.

Должна быть внесена, однако, малая поправка, учитывающая то обстоятельство, что утечка тепловых нейтронов через пустой зазор и зазор, наполненный ураном, различна. Эта поправка, как и другие поправки на зазор, в настоящем эксперименте достаточно мала и может быть вычислена методами, указанными в докладе А-6. Значение λnv после введения этой поправки составляет

$$\lambda nv \text{ (погл.)} = 11{,}17 \cdot 10^{-5}. \tag{12}$$

Формула (11) дает интенсивность, обусловленную поглощением от единичного источника. Разделив результат (12) на $6b/a^2 = 0{,}006877$, мы найдем интенсивность отрицательного источника, представляющего поглощение тепловых нейтронов. В полученное значение надо внести очень малую поправку, учитывающую поглощение в слое алюминия толщиной 0,002 дюйма (на нем располагался уран) и в липкой ленте (удерживавшей на месте блоки прессованной окиси урана). Эта поправка составляет менее 0,1%.

Окончательно, интенсивность теплового источника, представляющего поглощение в U_3O_8, есть

$$I_{\text{тепл}} = 0{,}01623. \qquad (13)$$

4. Выводы

Число нейтронов η, образующихся при поглощении теплового нейтрона, определяется как отношение величин $I_б$ — интенсивности источника быстрых нейтронов, заданной соотношением (10), и $I_{\text{тепл}}$ — интенсивности источника, представляющего поглощение тепловых нейтронов.

Таким образом,

$$\eta = \frac{0{,}0210}{0{,}01633} = 1{,}29. \qquad (14)$$

Из результата (13) можно найти также сечение поглощения тепловых нейтронов в уране. Учитывая определение единичного источника, данное в приложении А доклада А-6, получаем для сечения поглощения нейтронов с энергией kT следующую формулу:

$$\sigma_U(kT) = \frac{4}{a^2}\frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{\lambda}{\lambda nv}\frac{I_{\text{тепл}}}{N}, \qquad (15)$$

где N — число атомов урана на 1 $см^2$. Для λnv должно браться значение в месте расположения зазора при зазоре, наполненном ураном. Это значение равно среднему из значений пятой графы табл. IV, соответствующих положениям $+10$ и -10, и составляет $\lambda nv = 15{,}327\cdot 10^{-5}$. Далее, при вычислении сечения принималось, что $\lambda = 2{,}6$ *см*. Величина N для плотности окиси урана 3,82 *г/см*^{2} равна $N = 8{,}18\cdot 10^{21}$. Таким образом,

$$\sigma_U(kT) = 6{,}77\cdot 10^{-24}. \qquad (16)$$

Следует отметить, что это значение сечения поглощения урана соответствует нейтронам тепловой энергии, а не так называемым C-нейтронам, проходящим через парафин, средняя энергия которых заметно больше.

Экспериментальные погрешности определения значений (14) и (16) составляют около 5—10%.

К статье 97

Отчеты о ходе работ в Металлургической лаборатории составлялись вначале еженедельно. Примером одного из таких отчетов является статья [Б164]. Ферми, как глава Отдела экспериментальной ядерной физики, кратко изложил законченные, выполняющиеся и планируемые эксперименты. Затем шли более детальные отчеты руководителей групп, работу которых направлял Ферми. А. Митчелл руководил экспериментами на Чикагском циклотроне. За эксперименты с (D — D)-источником отвечал Дж. Мэнли. Экспоненциальные эксперименты проводились совместно М. Уайтекером и У. Зинном. Я занимался опытами с радий-бериллиевыми источниками. В. Вильсон стоял во главе группы, в задачу которой входило изготовление электронных блоков и управляющих устройств.

Теоретиками руководил Е. Вигнер. В его отчете указывалось, что результаты экспоненциальных экспериментов систематически анализировались Р. Кристи и Дж. Уильямсоном и что подробное теоретическое рассмотрение опытов такого типа было проведено Э. Теллером. Этот отчет, в котором явно выразилось предпочтение, оказываемое Вигнером водяному охлаждению мощных реакторов, ознаменовал начало длительной борьбы между соперничающими схемами охлаждения. Среди них выделялась схема гелиевого охлаждения, в пользу которой высказывалась руководимая Т. Муром инженерная группа. Наконец, Н. Хилбери сообщал о ходе поставок материалов. Статья [Б164] представляет собой часть отчета, написанную Ферми.

Другим примером этих отчетов является статья [Б165]. В этом отчете впервые сообщалось о коэффициенте размножения, большем единицы. Этот результат был достигнут с очень чистой окисью урана, поставленной химической компанией «Mallinckrodt». Предыдущие поставки окиси урана (с гарантировавшейся спецификацией «химически чистой») были, пользуясь неофициальным отзывом Ферми, «омерзительно грязны». Его «надули как на дешевой распродаже», а на то, чтобы доказать это, ушел год и потребовался переезд в Чикаго.

В приводимом ниже месячном отчете (статья 97) Ферми смог показать, что с системой графит — окись урана можно получить коэффициент размножения около 1,04. При избытке в 4% можно было создать установку для получения цепной реакции, имеющую приемлемые размеры, и при этом оставить некоторый запас на небольшое количество загрязнений.

Г. Андерсон

97

СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТ В ФИЗИЧЕСКОМ ОТДЕЛЕ *

Данный отчет представляет обзор основных направлений, по которым развивались исследования в Физическом отделе за истекший месяц. Подробные сведения о методах и результатах экспериментов содержатся в отчетах руководителей отдельных групп, под наблюдением которых выполнялись исследования.

Экспоненциальные эксперименты

Проводились измерения на двух новых экспоненциальных сборках № 9 и 10. Геометрическая форма обеих сборок аналогична форме сборки № 5 (цилиндры прессованной окиси диаметром 3 дюйма и высотой 3 дюйма, размещенные в кубической графитовой решетке со стороной 8 дюймов).

В сборке № 9 был использован U_3O_8 «Mallinckrodt» [1]. Как показал анализ, в этом сорте окиси не содержится заметных количеств примесей. Сборка № 9 обладала коэффициентом размножения $k = 1{,}007$ или $k = 1{,}004$ (в зависимости от метода вычисления). Второе значение, по-видимому, более точно. В этом эксперименте обнаружилось, что переход от окиси «D1» [1] к очищенной окиси «Mallinckrodt» [1] вызывает увеличение коэффициента размножения несколько более чем на 1%.

В эксперименте № 10, когда вместо U_3O_8 использовался UO_2, было найдено, что коэффициент размножения увеличивается еще примерно на 1%. Это возрастание поддерживает предсказание теории, что заметные потери в коэффициенте размножения обусловливаются наличием кислорода в блоках окиси.

По-видимому, можно добиться и дальнейшего увеличения коэффициента размножения системы графит — окись урана, если

а) использовать чистый графит (как можно ожидать, переход от графита «US» [1] к графиту «Speer» [1] приведет к увеличению k на 2,0 — 2,5%);

б) удалить азот, что может дать увеличение k, несколько меньше чем на 1%.

Итак, достижение коэффициента размножения около 1,04 для графит-окисных систем, по-видимому, вполне вероятно.

Поскольку на основании результатов измерений коэффициента размножения с помощью эксперимента принимаются важные решения, было

* *Status of Research Problems of the Physics Division.* Из месячного отчета CP-235 о работе по 15 августа 1942 г.

[1] Название определенного сорта вещества.— *Прим. ред. итало-амер. изд.*

сочтено целесообразным проверить надежность метода на сборке с той же внутренней структурой, что и сборка № 10, но бо́льших размеров. Опыт ставится для проверки того, будет ли на системе бо́льших размеров получен такой же коэффициент размножения, что и на системе меньших размеров. Для этой цели сооружена новая экспериментальная сборка № 11, объем которой примерно в два раза превышает объем сборки № 10. Измерения на ней будут проведены в ближайшие несколько дней.

Ядерные свойства различных материалов

Был проведен ряд измерений поглощения нейтронов в различных материалах.

а) Регулярно проводились текущие испытания различных партий окиси «Mallinckrodt» на поглощение. Найденные до сего времени величины поглощения были ниже точности эксперимента, около 0,05%. В ближайшем будущем планируется провести контрольные измерения, с тем чтобы проверить надежность метода испытаний. Для этого к партиям окиси будут добавляться различные поглотители нейтронов в известных количествах, так что можно будет определить, верные ли сведения дает метод поглощения нейтронов при установившейся в настоящее время практике выполнения измерений.

б) Методом определения диффузионной длины было измерено сечение поглощения бериллия, причем было использовано значительно больше этого металла, чем было возможно в предшествующих экспериментах. Было найдено, что для бериллия со средней плотностью 1,735 *г/см*^{3} длина диффузии составляет 26 *см*, а средний свободный пробег для рассеяния — 2,56 *см*. Этим величинам соответствует значение сечения поглощения, равное примерно $0{,}011 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}.

в) Была измерена длина диффузии в углеродном бруске «Kenproof» с целью изучения возможности применения этого материала для отражателя нейтронов. Длина диффузии в этом материале составляет около 22 *см*.

г) Для измерения довольно малых сечений поглощения была сооружена графитовая призма около 5×5 *фут*^{2} в поперечнике. Слой материала вводится в соответствующий зазор, и сечение поглощения находится по уменьшению плотности нейтронов вблизи зазора. Пока что этот метод был использован для определения качества чистого коммерческого свинца. Сечение для этого материала оказалось равным $0{,}15 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}.

Ведутся приготовления к измерению поглощения в новых партиях графита «Speer» по мере их поступления.

Различные ядерно-физические эксперименты

а) Определено число нейтронов, образующихся при делении быстрыми нейтронами от источника (Ra + Be). Для этого определялось полное число резонансных нейтронов, образующихся под действием источ-

ника, который помещался то внутри покрытой кадмием сферы из металлического урана, то вне ее. Эксперимент показал, что при наличии металлической сферы наблюдается возрастание числа нейтронов примерно на 16%. По порядку величины это значение близко к ожидавшемуся по вычислениям Сциларда и Фелда. Можно надеяться, что с помощью более сильного источника, обладающего малыми геометрическими размерами, точность указанного результата удастся увеличить.

б) С помощью циклотронного источника нейтронов изучалось распределение нейтронов вблизи и внутри урановых блоков, различным образом располагавшихся среди графита. С целью получения информации, могущей быть использованной при обсуждении системы водяного охлаждения, изучались цилиндрические блоки с парафиновой сердцевиной. Изучалось также распределение нейтронов внутри большой металлической сферы. Полученные результаты указывают, по-видимому, на ужестчение нейтронов, проникающих до центра сферы, так что эффективное поглощение получается меньше поглощения тепловых нейтронов. В этом направлении ведутся дальнейшие исследования.

в) Наблюдалось испускание фотонейтронов из бериллия, облучаемого жесткими гамма-лучами долгоживущих продуктов деления. Выход этого процесса примерно совпадает с найденным для гамма-лучей радия С.

г) В течение некоторого времени уже проводится проверка того, существует ли заметное поглощение нейтронов в процессе замедления на углероде. Результаты ожидаются в скором времени.

д) Создан счетчик, специально предназначенный для абсолютных измерений бета-активности.

Подготовительные работы для экспериментального котла

В Физическом отделе значительное внимание уделялось предварительному конструированию и испытаниям различных устройств, предназначающихся для использования в опытной установке.

В частности, проводилась работа над управляющими устройствами. Материалом с небезвыгодными для управляющих стержней свойствами является железо с небольшой примесью бора. Изучались различные механические и электрические устройства, предназначающиеся для приведения в действие управляющих стержней.

Разрабатывались и проверялись способы соединения графитовых брусков в продольную балку, которая могла бы выдвигаться из котла после запуска.

Измерялась теплопередача между блоками прессованной окиси и графитом, между соприкасающимися графитовыми брусками и между графитом и медными трубками, охлаждаемыми водой. Интересно отметить, что коэффициенты теплопередачи сильно зависят от газовой среды, в которой

находится система. В атмосфере гелия теплопередача примерно в три раза выше, чем в воздухе. Поскольку в действующем котле воздух должен быть заменен на гелий, можно ожидать поэтому существенного улучшения условий отвода тепла.

Производилась также подготовительная работа к испытанию вакуумноплотных покрытий из тонкого металлического листа и прорезиненной ткани.

Приборы

К настоящему времени в различных подразделениях лаборатории работает более 50 счетных устройств. Для обслуживания этих установок создана специальная группа, что должно, как мы надеемся, повести к улучшению качества измерений. Приборная группа, кроме того, разрабатывала надежный детектор быстрых нейтронов и электрические устройства для приведения в действие управляющих систем.

К статье 98

Весной 1942 г. в Чикаго Ферми прочитал ряд лекций по физике нейтронов цепной реакции для сильно выросшего коллектива физиков (статьи [Б156, Б157 и Б160]). Второй цикл лекций (статьи 98, [Б169, Б170, Б172—Б174]) был организован им в сентябре. Ферми четко представлял, каким образом будет выполняться эксперимент по осуществлению цепной реакции. Лекции молодым сотрудникам Металлургической лаборатории предоставили ему случай провести «смотр» этих идей и убедиться в обоснованности своих планов.

В этих лекциях и теоретические и экспериментальные основы цепной реакции Ферми изложил в наиболее простой форме, которая еще позволяла получать достаточно точные количественные результаты. Любой человек с достаточно хорошей подготовкой по физике мог следить за ходом рассуждений и понять, каким образом приходят к оценкам постоянных решетки и размеров котла, как котел будет вести себя при достижении критичности, как осуществляется управление котлом и насколько оно эффективно, как меняется реактивность котла во времени. Сомнительные пункты прояснялись, на недоуменные вопросы давался ответ, так что физики, занятые на разных участках работы, могли получить довольно детальное представление о всей работе в целом. Лекции читались свежо, ясно и убедительно; они демонстрировали мудрость Ферми, объем его знаний и то, что он как никто другой был способен выполнить предстоящую работу. На долю тех, кто был связан с ним в те дни, выпала редкостная и счастливая доля.

Записи лекций, делавшиеся разными слушателями, не корректировались. В них проскальзывают жаргонные словечки, которые Ферми подхватывал от молодых сотрудников и которыми он очень гордился.

Из этих лекций выросло несколько (появившихся позже) книг по цепным реакциям, авторы которых далеко не всегда ссылались на лекции Ферми.

Г. Андерсон

В статье 98 Ферми дает упрощенный вывод временно́й зависимости реактора. Процедура, которой придерживался Ферми при запуске первого реактора, основывалась на формулах этой лекции и на методе (изложенном в статье [Б164]) оценки критичности по последовательным подкритическим измерениям. Та же процедура применялась и при запуске следующих реакторов.

Несомненна историческая ценность этой лекции. Она недвусмысленно показывает, что было достигнуто хорошее понимание кинетики котла, хотя в некоторых мелодраматических отчетах о событиях 2 декабря 1942 г., появившихся в печати, и делались намеки на обратное.

А. Ваттенберг

98

ВРЕМЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ: ВЛИЯНИЕ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ*

А. ПРОСТАЯ ТЕОРИЯ, ПРЕНЕБРЕГАЮЩАЯ ИСПУСКАНИЕМ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Пусть коэффициент размножения для котла конечных размеров есть $k = 1 + \varepsilon$, где ε — малое положительное число. Быстрый нейтрон становится тепловым примерно за 100 соударений, а затем еще через примерно 1000 соударений поглощается. На тепловой стадии нейтрон движется гораздо более медленно; следовательно, он «живет» в этой стадии существенно дольше, чем в ранней, быстрой фазе.

Так как (поглощение в уране)/(поглощение в углероде)=10/1, то время жизни нейтрона в уран-графитовой решетке составляет примерно 0,1 от времени жизни в чистом графите. Если время жизни в графите составляет 0,01 *сек*, то в решетке время жизни нейтрона, т. е. продолжительность одного поколения, составит 0,001 *сек*.

Если $k = 1{,}001$, то в n-м поколении будет насчитываться $(1{,}001)^n$ «потомков» одного нейтрона. Для увеличения первоначального числа нейтронов в e раз потребуется $1/\varepsilon$ поколений. Действительно,

$$\ln(1+\varepsilon) = \varepsilon \text{ (приблизительно)},$$
$$e^{\varepsilon} = 1 + \varepsilon,$$
$$e = (1+\varepsilon)^{1/\varepsilon}.$$

Время, за которое осуществится $1/\varepsilon$ поколений, при $\varepsilon = 0{,}001$ и продолжительности поколения 0,001 *сек*, равно $(1/\varepsilon)\ 0{,}001 = 1$ *сек*.

За 10 минут осуществится $6\cdot 10^5$ поколений. Действительно, $n\cdot 0{,}001$ *сек* $= 600$ *сек*, откуда $n = 6\cdot 10^5$. За это время из одного нейтрона образуется

$$(1+\varepsilon)^n = e^{n\varepsilon} = e^{6\cdot 10^5\cdot 10^{-3}}$$

нейтронов.

При изменении положения управляющих стержней в котле от «полностью вдвинуто» до «полностью выдвинуто» k изменится, видимо, примерно на 1%.

Если стержни имеют длину 6 *м* и $k = 1{,}001$ при полностью выдвинутых стержнях, то $k = 0{,}991$ при полностью вдвинутых стержнях. Так как

---

* *Problem of Time Dependence of the Reaction Rate: Effect of Delayed Neutrons Emission.* Отчет CP-291. (Запись лекции 7 октября 1942 г.)

600 *см* стержня меняют k на 1%, то 6 *см* стержня изменят k на 0,01%, или на 0,0001 в единицах k.

Если управляющий стержень выдвинуть на 6 *см*, то k изменится с 1,0009 до 1,0010. Время релаксации, т. е. время, требующееся для увеличения числа нейтронов в e раз, будет равно

$$\frac{1}{\varepsilon}\cdot\frac{1}{1000}=\frac{1}{0{,}001}\cdot\frac{1}{1000}=1 \text{ сек.}$$

Однако это заключение неверно, так как некоторая доля нейтронов испускается с задержкой во времени.

Б. ПРОСТАЯ ТЕОРИЯ, УЧИТЫВАЮЩАЯ ИСПУСКАНИЕ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

При делении 99% нейтронов испускаются сразу же, а 1% — через заметный промежуток времени. Он описывается сложным законом, зависящим от трех значений периода. Среднее время жизни составляет около 10 *сек.*

(а) Если $k = 1{,}20$, то без запаздывающих нейтронов $k = 1{,}19$. Пренебрежение запаздывающими нейтронами не ведет к заметному изменению скорости реакции. (б) Если $k = 1{,}005$, то при таком пренебрежении k уменьшается до 0,995, т. е. запаздывающие нейтроны необходимы для поддержания цепной реакции. Реакция не сможет разогнаться меньше, чем за 10 *сек* — пока не появятся необходимые для этого нейтроны. Время релаксации в случае (б) будет определяться временем жизни запаздывающих нейтронов, а в случае (а) — нет.

Пусть

$\tau = 0{,}001$ *сек* — «нормальное» время жизни одного поколения;

$T = 10$ *сек* — время жизни «запаздывающего» поколения;

n — число нейтронов, имеющихся во всем объеме, где происходит реакция;

c — число наличных радиоактивных атомов, при распаде которых будут появляться запаздывающие нейтроны (т. е. c обозначает «кредит»);

dn/dt — скорость изменения числа нейтронов;

$p = 1\%$ — доля запаздывающих нейтронов.

Атомы, распадающиеся с периодом T, дают c/T новых нейтронов в секунду. После среднего времени τ все нейтроны поглощаются со скоростью n/τ нейтронов в секунду.

При поглощении каждого нейтрона образуется k новых нейтронов. Сюда входят как запаздывающие, так и мгновенные нейтроны. Указанные положения можно записать с помощью уравнений (1) и (2):

$$\frac{dn}{dt}=\frac{c}{T}-\frac{n}{\tau}+k(1-p)\frac{n}{\tau}, \qquad (1)$$

где $k\,(1-p)$ — число образующихся мгновенных нейтронов на один поглощенный;

$$\frac{dc}{dt}=kp\,\frac{n}{\tau}-\frac{c}{T}, \qquad (2)$$

где

$kp\,\frac{n}{\tau}$ — число новых «кредитов», появляющихся в 1 *сек*;

$\frac{c}{T}$ — число «кредитов», теряемых в 1 *сек* за счет радиоактивного распада.

Точные решения этих уравнений имеют вид

$$c=c_0e^{\alpha t}, \qquad (3)$$

$$n=n_0e^{\alpha t}. \qquad (4)$$

При дифференцировании получим

$$\frac{dc}{dt}=c_0\alpha e^{\alpha t},$$

$$\frac{dn}{dt}=n_0\alpha e^{\alpha t}.$$

Подставляя эти результаты вместе с решениями (3), (4) в уравнения (1), (2) и сокращая на $e^{\alpha t}$, получаем:

$$n_0\left[\alpha+\frac{1}{\tau}-\frac{k\,(1-p)}{\tau}\right]-\frac{c_0}{T}=0,$$

$$n_0\,\frac{kp}{\tau}-c_0\left(\alpha+\frac{1}{T}\right)=0.$$

Условием существования решения этих уравнений для n_0 и c_0 является равенство нулю детерминанта из коэффициентов при них.

Однако эти уравнения можно решить приближенно, пренебрегая членами, содержащими τ, так как τ очень мало по сравнению с T.

Обозначим через

$$N=\frac{n}{\tau}=\frac{\text{Число нейтронов}}{\text{Время жизни для поглощения}}$$

число нейтронов, поглощаемых за 1 *сек*, и перепишем уравнения

$$\frac{dc}{dt}=kpN-\frac{c}{T},$$

$$\tau\,\frac{dN}{dt}=\frac{c}{T}-N\,[1-k\,(1-p)].$$

Поскольку τ очень мало, то пренебрежем членами, содержащими τ, и получим

$$\frac{dc}{dt}=kpN-\frac{c}{T},$$

$$\frac{c}{T}=N\,[1-k\,(1-p)].$$

Это приближение хорошо выполняется при $k \leqslant 1{,}01$, когда T является определяющим фактором для времени релаксации, но несправедливо для того случая, когда время релаксации определяется главным образом τ.

$$c = TN[1 - k(1 - p)],$$

$$\frac{dc}{dt} = T\frac{dN}{dt}[1 - k(1 - p)] = kpN - N[1 - k(1 - p)].$$

С помощью простых выкладок получим уравнение

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N}{T}\frac{k - 1}{1 - k(1 - p)},$$

решение которого имеет вид

$$N = e^{Q\frac{1}{T}t}, \qquad \text{где } Q = \frac{k - 1}{1 - k(1 - p)}.$$

Время релаксации t, т. е. время, идущее на изменение числа нейтронов в e раз, тогда будет

$$t = \frac{T}{Q} = T\frac{1 - k(1 - p)}{k - 1}.$$

Здесь

$(1 - p)$ — доля мгновенных нейтронов;

p — доля запаздывающих нейтронов;

$k(1 - p)$ — коэффициент размножения только на мгновенных нейтронах.

Итак, время релаксации есть произведение времени жизни запаздывающих нейтронов на отношение величин, представляющих отличие коэффициентов размножения от единицы.

Если $p = 1\%$, $k = 1{,}003$ и $T = 10$, то время релаксации t будет равно:

$$t = 10\ \textit{сек}\cdot\frac{1 - 1{,}003(1 - 0{,}01)}{1{,}003 - 1} = 23\ \textit{сек}.$$

Заметим, что обращению времени релаксации в нуль при $k = 1{,}0101$ не следует придавать значения, так как здесь перестает быть верным использованное приближение. При $k = 1{,}001$ время релаксации по изложенной теории составит 90 *сек*, тогда как пренебрежение запаздывающими нейтронами приводит к совершенно другому значению — 1 *сек*.

k	Время релаксации, *сек*	k	Время релаксации, *сек*	k	Время релаксации, *сек*
1,0000		1,002	40	1,005	10
1,0001	910	1,003	23	1,009	1
1,001	90	1,004	15	1,0101	0

К статье 99

Значительная часть работ Металлургической лаборатории была нацелена на конструирование установки для производства плутония, даже до того как эксперимент продемонстрировал осуществимость цепной реакции. Основная задача состояла в выборе подходящей системы охлаждения, обладающей малым поглощением нейтронов. Наиболее очевидные решения состояли в охлаждении с помощью газа (предпочтительно, гелия) или воды. Сцилард выдвинул остроумное предложение использовать жидкий висмут, но оно нашло немногих сторонников — не было инженерного опыта работы с этим материалом. Другие возможности состояли в прокачивании самого урана либо в виде жидкого UF_6, либо в виде шламообразной окиси. После выбора охладителя было необходимо продемонстрировать практичность системы и возможность ее построения за короткое время. Для того чтобы установка (или установки) обеспечивала необходимое количество плутония, от нее должно было отводиться несколько сотен мегаватт тепловой энергии в условиях тщательного контроля, при минимальной коррозии, при возможности извлечения и замены урана и при достаточной защите от опасных радиационных эффектов, в том числе и от влияния радиации на химические и механические свойства использованных материалов. Это были колоссальные инженерные проблемы, но они несколько выходили за пределы компетенции даже лучших инженеров, которые вряд ли слышали о нейтронах до того, как их уговорили принять участие в атомном проекте. Тем не менее была создана инженерная группа, которой и была дана директива спроектировать производящую установку. Руководство группой было возложено на способного физика-теоретика Джона Уилера. Ферми попросили быть председателем комитета, в который входили три физика (Аллисон, Вигнер и Сцилард) и способный инженер (Купер).

Эта роль была Ферми не по душе. Ему не нравилась роль арбитра в спорах других ученых; не любил он и комитеты: он принимал участие в них главным образом из чувства долга.

Тем не менее Ферми отнесся к своим обязанностям с полной ответственностью. Он был идеальным человеком для любой организации: он всегда делал несколько больше того, что могло бы считаться его долей работы, и редко требовал чего-то от других. Его способ подготовки к роли советника состоял в том, что он пытался найти свое решение задачи. Ферми рассмотрел несколько способов охлаждения котла. Два из них (охлаждение графита при помощи системы труб с водой и водяное охлаждение урана, находящегося в гранулообразном виде) обсуждаются в статье [Б176].

Для Сциларда, интересовавшегося установкой с охлаждением жидким висмутом, Ферми измерил влияние висмута на поглощение нейтронов в котле. Результаты, сообщенные им в письме Сциларду, оказались обнадеживающими.

Г. Андерсон

99

ВЛИЯНИЕ ВИСМУТА НА КОЭФФИЦИЕНТ РАЗМНОЖЕНИЯ*

Недавно были выполнены два экспоненциальных эксперимента, № 25 и 26, с целью определить уменьшение коэффициента размножения, происходящее при введении больших количеств висмута в уран-графитовый котел. Введенное в экспоненциальном эксперименте № 25 количество висмута было почти равно количеству урана в котле. Эксперимент № 26 был во всех отношениях аналогичен эксперименту № 25, за исключением того, что висмут был удален. Сравнение этих экспериментов показывает, что в присутствии висмута коэффициент размножения слегка уменьшается. Различие в коэффициентах размножения, вычисленное по экспериментальным данным, составляло около 0,009.

Следует заметить, что для размещения висмута пришлось ввести некоторую асимметрию в ячейку. Вследствие этого коэффициент диффузии нейтронов в вертикальном направлении немного отличается от коэффициента диффузии в горизонтальном направлении. Это приводит к небольшой ошибке при вычислении коэффициента размножения экспоненциальным методом; эту ошибку довольно трудно вычислить, но можно оценить, что она, вероятно, составляет относительно малую долю найденного различия.

Принимая сечение висмута равным $0{,}016 \cdot 10^{-24}$ по измерению Уилкинсона и Левинджера, можно вычислить, что коэффициент опасности у висмута равен 0,0035 и, следовательно, проигрыш в коэффициенте размножения составляет 0,0035. Учитывая упоминавшееся ранее влияние асимметрии, фактический коэффициент опасности, по-видимому, примерно вдвое больше вычисленного значения.

Количество висмута, которое, видимо, потребуется для охлаждения установки, заметно меньше количества, использованного в настоящем эксперименте. По-видимому, для целей охлаждения может оказаться достаточным $^1/_3$ использованного количества висмута. Следовательно, проигрыш в коэффициенте размножения будет составлять лишь 0,2 или 0,3%.

---

* *The Effect of Bismuth on the Reproduction Factor.* Из отчета CA-320, недельного бюллетеня о работе по 31 октября 1942 г. (Приводимые ниже выдержки из отчета были направлены Ферми письмом от 31.10.42 Л. Сциларду и в копии А. Комптону, У. Зинну, С. Аллисону, Е. Вигнеру, К. Куперу, Т. Муру.— *Прим. ред.*)

К статье 100

Осенью 1942 г. Манхэттенский округ выбрал место (Хэнфорд, шт. Вашингтон) для строительства больших котлов — производителей плутония. В ноябре компания Дюпон согласилась строить и эксплуатировать хэнфордские установки. Металлургическую лабораторию попросили подготовить ряд докладов, в которых было бы суммировано положение с проектом на языке, понятном административному персоналу компании. Полный доклад был закончен за несколько дней; он состоял из трех докладов, только один из которых (статья 100) был написан Ферми и воспроизводится здесь. Этот образец ясности и краткости иллюстрирует умение Ферми доходчиво освещать сложные проблемы.

А. Вейнберг

100

ОСУЩЕСТВИМОСТЬ ЦЕПНОЙ РЕАКЦИИ *

Будет ли реакция самоподдерживающейся?

Со времени ранних обсуждений возможности осуществления цепной реакции с помощью нейтронов, испускаемых при делении урана, стало известно, что реакция будет или не будет самоподдерживающейся в зависимости от двух основных факторов.

а) Во-первых, это так называемый коэффициент размножения k. Он определяется как среднее число нейтронов, образующихся за одно поколение при поглощении одного нейтрона в системе бесконечно больших размеров. Ясно, что цепная реакция в системе достаточно больших размеров будет развиваться, если коэффициент размножения системы больше 1. Если коэффициент размножения меньше 1, то невозможно получить цепную реакцию с помощью увеличения размеров системы.

б) Если нейтроны образуются в системе конечных размеров, то при диффузии за пределы реагирующей массы некоторые из них будут потеряны. Будем характеризовать этот фактор с помощью коэффициента удержания l, определяемого как вероятность того, что образовавшийся внутри системы нейтрон не выйдет за ее пределы.

Ясно, что коэффициент удержания будет возрастать с увеличением размеров системы и достигнет значения 1, когда размеры системы станут бесконечно велики. Коэффициент удержания для системы сферической формы определяется приближенной формулой

$$l = \frac{1}{1 + A/R^2},$$

* *Feasibility of a Chain Reaction.* Отчет CP-383 (26 ноября 1942 г.).

где R — радиус; A — постоянная. Для уран-графитовой системы A составляет около 7000 *см*^{2}.

Условие получения самоподдерживающейся цепной реакции состоит в том, что полное число нейтронов не должно меняться. Это происходит в том случае, когда произведение коэффициента размножения на коэффициент удержания равно 1, т. е.

$$kl = 1.$$

Если kl меньше 1, то число имеющихся в системе нейтронов будет постепенно убывать. Если kl больше 1, то число имеющихся в системе нейтронов будет экспоненциально возрастать.

Если коэффициент размножения лишь немного больше 1, то размеры системы должны быть сделаны очень большими, чтобы потери нейтронов вследствие утечки были очень малы.

Если реагирующая система имеет сферическую форму, то из приведенных двух формул немедленно следует, что критический радиус определяется приближенным выражением

$$R = \sqrt{\frac{A}{k-1}}.$$

Из предшествующего рассмотрения следует, что разработка методов измерения коэффициента размножения k для различных расположений является одной из первоочередных задач при попытке экспериментального осуществления цепной реакции.

На ранних стадиях исследования делались попытки найти значение k из детального анализа процессов поглощения и воспроизводства нейтронов. Обнаружилось, однако, что этот метод не может обеспечить требуемой точности, так как практически невозможно измерить многочисленные константы, характеризующие процесс, с высокой степенью точности. Действительно, накопление индивидуальных ошибок каждого измерения приводит к очень большой погрешности в конечном результате. Даже теперь, после нескольких лет работы над проблемой, было бы трудно найти коэффициент размножения этим методом с ошибкой меньше 10—20%. Из упомянутых ранних исследований следовало, что коэффициент размножения для систем из графита и урана должен быть близок к 1. Однако таким методом нельзя было решить, будет ли это значение выше или ниже 1.

Как только стали доступными большие количества графита и урана, появилась возможность определять коэффициент размножения новыми и лучшими методами. Эта константа определяется теперь непосредственно, в результате единственного измерения, которое может быть проделано с очень высокой точностью. Из надлежащей смеси урана и графита строится колонна квадратного сечения и у ее основания располагается

радий-бериллиевый источник нейтронов. Затем измеряется плотность нейтронов вдоль по оси колонны на различных высотах. Было найдено, что (отвлекаясь от некоторых возмущений вблизи торца колонны) с удалением от источника интенсивность убывает экспоненциально. Наклон экспоненциальной функции прямо связан с коэффициентом размножения.

Оценить уровень точности метода можно из того факта, что значения коэффициента размножения, найденные для одной и той же системы в различных измерениях, различаются обычно не более чем на малую долю процента. То, что дело обстоит именно так, было подтверждено также экспериментом, специально предназначенным для проверки надежности методов, которые используются для определения k. Были измерены коэффициенты размножения для двух решеток из окиси урана и графита, идентичных как по материалам, так и по строению решетки; однако в одной из решеток было использовано вдвое большее полное количество вещества. Результаты двух экспериментов различались всего на 0,2%, что заведомо находится в пределах точности эксперимента.

Начиная с лета 1941 г. было проделано много измерений коэффициентов размножения систем из графита и окиси урана; эти измерения были сделаны с целью определить оптимальное расположение опытным путем. Указанные исследования подчеркнули важность использования материалов исключительно высокой степени чистоты, так как поглощение нейтронов в крайне малых количествах некоторых элементов (в частности, бора и нескольких редкоземельных элементов), которые могут присутствовать как примеси, может привести к проигрышу нескольких процентов в коэффициенте размножения.

Наилучшее значение коэффициента размножения, которое было получено при использовании окиси урана и графита, составляет около 1,04. Если использовать уран в виде металла, то коэффициент размножения может быть увеличен до 1,07.

Итак, на вопрос о возможности получения самоподдерживающейся цепной реакции следует, по-видимому, ответить утвердительно. Ошибки в измерениях коэффициента размножения составляют, как указывалось, доли процента; даже если принять фактические ошибки равными 1—2%, то и тогда превышение коэффициента размножения над 1 настолько велико, что можно считать исключительно маловероятным, чтобы истинное значение коэффициента размножения оказалось меньше 1.

В то время как заключение о том, что при достаточно больших размерах в соответствующих системах из урана и графита будет происходить цепная реакция, кажется очень хорошо обоснованным экспериментально, относительно точного количества вещества, требующегося для осуществления цепной реакции в системе, все еще существуют некоторые сомнения. Действительно, для окиси урана и графита ошибка в значении коэффициента размножения на 1% привела бы к ошибке около 40% в оценке количества требующихся материалов. Для системы металлический уран — графит упомянутая ошибка составила бы около 15%.

Будет ли реакция термически стабильной?

С практической точки зрения проектирования и конструирования установок для осуществления цепной реакции, в которых может быть освобождено большое количество энергии, важно знать влияние изменения температуры на реактивность системы. Если реактивность растет с повышением температуры, то система окажется термически нестабильной, так как случайное повышение температуры привело бы к увеличению выделения энергии и, значит, к дальнейшему росту температуры. Если же реактивность убывает с повышением температуры, то система будет термически стабильна.

Теоретическое рассмотрение проблем термической стабильности, по-видимому, указывает на то, что большинство установок на цепной реакции, вероятно, окажутся термически стабильными.

Поскольку не исключено, что некоторые из предположений, сделанных при этих теоретических оценках, могут оказаться недостаточно точными, было сочтено желательным получить, кроме того, более прямые экспериментальные сведения. С этой целью было сделано несколько попыток определения коэффициента размножения систем, нагреваемых искусственно. Результаты этих экспериментов дали некоторые указания на то, что реактивность исследуемых систем, вероятно, убывает с повышением температуры. Однако наблюдавшиеся эффекты были настолько малы, что по порядку величины совпадали с погрешностями эксперимента.

Итак, можно заключить, что вопрос о том, будут ли термически стабильны системы, в которых происходит цепная реакция на уране и графите, остается еще не решенным, хотя и кажется вероятным, что системы будут термически стабильны. Если это окажется именно так, то будут существовать естественные ограничения рабочей температуры котла данных размеров. Эти ограничения не будут зависеть от управляющего устройства и будут определяться главным образом размерами системы. В этом случае механизмы управления потребуются только для пуска и остановки реакции.

Будет ли реакция управляемой?

Поскольку совершенно нет уверенности в том, что системы на цепной реакции окажутся термически стабильными, очень важно разработать методы управления реакцией, способные поддерживать работу системы на любом требуемом уровне выделения энергии. Бóльшая часть управляющих устройств, рассмотренных к настоящему времени, подразумевает использование веществ, сильно поглощающих нейтроны; они должны вводиться внутрь котла с тем, чтобы уменьшить доступное для реакции число нейтронов. Таким веществам можно придать форму твердых стержней, которые будут механически вводиться в надлежащие щели, проделанные

в котле. Этими веществами могут быть и жидкости, которые будут заполнять до требуемого уровня одну или несколько труб, проходящих через котел. Можно использовать и газы, которые будут вводиться в котел под различным давлением и заполнять свободное пространство в конгломерате графита. Из перечисленных возможностей только одна — использование твердых стержней — была разработана довольно подробно.

Основные требования к механизму управления состоят в следующем:

а) его реакция на изменения условий должна быть достаточно быстрой, чтобы удержать процесс на постоянном уровне, когда внешние возмущения будут выводить систему из положения равновесия;

б) пределы управления должны быть достаточно широки, чтобы удержать процесс под контролем даже в случае настолько больших возмущений, каких только можно ожидать;

в) на его работе должны как можно меньше сказываться механические поломки.

Полученные к настоящему времени сведения указывают, что выполнение первого требования вряд ли встретит особые трудности. Из наших экспериментов следует, что время, требуемое для заметного изменения уровня выделения энергии при изменении коэффициента размножения вследствие некоторого внешнего возмущения, будет очень велико и в большинстве случаев, вероятно, будет составлять около нескольких минут или даже нескольких часов. Такое большое время релаксации обеспечивает управляющему устройству достаточный запас времени для операций по возвращению системы к первоначальному уровню работы, если система и отклонится от него в любом направлении. Управляющий механизм, вероятно, будет работать автоматически под действием сигналов ионизационных камер (наполненных BF_3), которые измеряют плотность нейтронов.

Существуют указания на то, что и второе требование может быть удовлетворено без труда. Можно оценить, что при введении в котел, к его центру, управляющего стержня диаметром около 4 дюймов коэффициент размножения уменьшится примерно на 1%. В настоящее время планируется использовать несколько управляющих стержней для того, чтобы еще больше расширить область их влияния.

Для улучшения механической надежности управляющих устройств потребуются, по-видимому, дополнительные изыскания. Это в особенности относится к управлению ядерными котлами, предназначенными для производства больших количеств энергии. В таких системах температура и котла, и управляющих стержней будет довольно высока, что может привести к деформациям стержня или канала, в котором движется стержень.

Управляющие стержни котла, предназначенного для производства больших количеств энергии, должны охлаждаться искусственно. Не ожидается, однако, чтобы это привело к серьезным затруднениям, так как

в стержне высвобождается относительно очень небольшое количество энергии.

Целесообразно, по-видимому, кроме управляющих стержней, предназначенных главным образом для поддержания реакции на заданном уровне, иметь также несколько аварийных стержней, которые должны срабатывать при возрастании интенсивности выше установленного предела вследствие неисправности управляющего механизма. Эти аварийные устройства должны быть сконструированы таким образом, чтобы они могли работать даже при серьезной деформации структуры. В случае котлов, предназначенных для работы при большом энерговыделении, может оказаться целесообразным не полагаться только на аварийные устройства со стержнями, но и предусмотреть возможность заполнения системы жидкостью или газом, поглощающими нейтроны, причем это устройство должно срабатывать только в том случае, когда откажут все прочие механизмы.

К статье 101

С лета 1942 г. Армия Соединенных Штатов приняла активное участие в урановом проекте, и в августе был создан специальный округ инженерного корпуса — Манхэттенский. В сентябре во главе всех военных усилий, связанных с урановым проектом, был поставлен бригадный генерал Л. Гровс. На этом посту он находился все военные годы и некоторое время после войны, вплоть до установления гражданской Комиссии по атомной энергии [1]. Хотя в течение нескольких месяцев проект управлялся совместно Армией и Управлением научных исследований и разработок, уже с лета 1942 г. военным его целям придавалось все возрастающее значение.

Еще до того, как армия взяла проект под свой контроль, стала очевидной необходимость колоссального увеличения «тяжелого» физического оборудования. Начались поиски подходящего земельного участка. В июне был приобретен участок в Аргоннском лесу. Строились планы по переводу туда всего проекта. Но нужда в зданиях и специальном оборудовании была настолько велика, что был присмотрен больший участок в Ок-Ридже, штат Теннесси (Манхэттенский округ приобрел его позже летом). Это освободило Аргоннский участок целиком для создания первого котла, использующего цепную реакцию. Теперь планы строительства первого реактора перестали сдерживаться бесконечными требованиями химиков, металлургов, биологов и инженеров, которые должны были решать множество неотложных проблем для того, чтобы добиться осуществления промышленного производства плутония. Всё же планы пришлось изменить.

К ноябрю темп получения материалов возрос настолько, что можно было быть уверенным в прибытии необходимого для осуществления цепной реакции количества материалов к концу месяца. Однако, окончание строительства здания на Аргоннском участке, намеченное на 20 октября, было задержано профсоюзной забастовкой. Ферми обратился к Комптону с предложением построить реактор под западными трибунами стадиона университетского городка. Это предложение было нелегко принять, так как возможная неисправность могла бы привести к сильному радиоактивному загрязнению центра большого города. Но во время войны смелые люди, даже остро ощущающие свою ответственность, идут на риск. Комптон разрешил Ферми начать работу; когда об этом сообщили генералу Гровсу, тот не отменил приказ.

Фактическая сборка котла началась только после того, как 14 ноября было принято окончательное решение строить котел под трибунами стадиона. Но подготовительные работы начались в октябре, под руководством Зинна и моим, при общем надзоре со стороны Ферми. Поставки графита шли тогда размеренным темпом, и мы отвечали за то, чтобы графитовые чушки были обработаны до необходимых размеров и чтобы в них были проделаны отверстия для установки урановых блоков. Зинн организовал две бригады; одна из них обрабатывала графит, а вторая — прессовала порошковую окись урана в «псевдосферы», используя большой гидравлический пресс. Обеим бригадам удавалось работать со скоростью, равной скорости поставок. В нашем месячном отчете 15 октября Зинн и я смогли указать, что обработано 210 тонн графита. Отдель-

---

[1] Все предприятия Манхэттенского округа перешли в ведение Коммиссии по атомной энергии с 1 января 1947 г. —*Прим. ред.*

ная группа, руководившаяся В. Вильсоном, отвечала за управляющие и измерительные устройства.

В понедельник, 16 ноября, мы открыли прорезиненную оболочку и начали возводить котел внутри нее. Мы разбились на две смены. Зинн, возглавивший дневную смену, так нажал на бригаду прессовщиков, что те смогли обеспечивать материалом не только дневную, но и ночную, руководимую мной смену.

Рама, поддерживавшая котел, составлялась из деревянных блоков, для обработки которых были поставлены дополнительные станки. Как только блоки устанавливались на место, вычислялись формы и размер следующих блоков, и в столярную мастерскую посылались эскизы: ни для рамы, ни для котла не существовало подробно разработанных чертежей. Каждый день мы докладывали Ферми о ходе строительства котла. Происходило это обычно в его кабинете, в Эккерт-Холле. Мы рассматривали эскизы тех слоев, которые уже были уложены, и договаривались о том, какие слои должны быть добавлены к ним за предстоящие смены. Поскольку не весь графит был наилучшего качества, было важно тщательно продумать его размещение. Ферми уделял много времени вычислениям того, как расположить имевшиеся в нашем распоряжении сорта графита наиболее эффективным образом.

Особенно трудным был вопрос о том, где именно поместить окись урана, а где — металлический уран. Мы знали, что металл, ввиду большего значения коэффициента размножения, желательно разместить в центральной части котла, но мы должны были решить, с какого слоя начать его укладку. К началу строительства котла мы располагали лишь небольшим количеством металла, так что было решено укладывать его в непосредственной близости к фактическому центру котла. Но нам повезло: когда сооружение котла уже шло полным ходом, группа Спеддинга из Эймса прислала значительное количество высококачественного металлического урана. Планы были немедленно изменены, чтобы не упускать преимущества, сулимого применением металла.

Таким образом, перед началом сборки котла у нас существовал хорошо продуманный, но довольно общий его план; детали определялись уже в ходе сборки, во время встреч в кабинете Ферми. Одной из таких важных деталей было расположение управляющих полос кадмия. Они были необходимы для того, чтобы предотвратить разгон котла при достижении критических размеров.

Нам хотелось, чтобы большое число управляющих стержней было размещено по всему объему котла. Поэтому некоторые из них должны были устанавливаться уже на ранней стадии сооружения котла. Была придумана очень простая конструкция управляющего стержня, которая могла изготавливаться здесь же, на месте: к плоскому деревянному бруску прибивалась кадмиевая жесть. Этот брус вставлялся в щель, проделанную для этой цели в графитовом слое, причем и вставлялся, и вынимался он вручную. Управляющие «бруски» обычно держались полностью введенными (за исключением тех случаев, когда измерялась реактивность котла) и запирались с помощью простого засова и висячего замка, ключи от которого были только у Зинна и у меня. Зинном был построен один особый управляющий стержень: он приводился в действие силой собственной тяжести и был назван «Миг». Перед запуском котла этот стержень следовало вытянуть наверх и закрепить веревкой. При аварии веревку можно было бы перерезать и «Миг» занял бы свое место внутри котла.

После укладки пятнадцатого слоя мы стали систематически измерять нейтронную активацию в фиксированном месте котла. Эти измерения делались счетчиком с BF_3 в конце каждой смены, когда была выполнена норма укладки. Каждый день результаты измерений сообщались Ферми, который сравнивал их со своими результатами последних вычислений $R^2_{эфф}$ — квадрата эффективного радиуса котла. По графику $R^2_{эфф}/A$ можно было судить о приближении к критичности. Фактическая кривая воспроизведена на рис. 2 статьи 101.

По этому графику мы смогли установить, что в ночь с 1 на 2 декабря, во время моей смены, после завершения укладки 57 слоя реактор достигнет критичности. Этой ночью сооружение котла шло обычным порядком; все деревянные брусья, покрытые кадмием, стояли на месте. Когда был закончен 57 слой, я, в соответствии с решением, принятым днем при встрече с Ферми, остановил работу. Все кадмиевые стержни, кроме одного, были выведены и произведено измерение числа нейтронов по обычной процедуре, как в предыдущие дни. Результат измерения ясно показывал, что как только последний кадмиевый стержень будет выдвинут, котел станет критичным. Велико было искушение извлечь последний стержень и стать первым человеком, заставившим работать реактор. Но Ферми предвидел этот соблазн и заставил меня обещать, что после окончания измерений результаты будут записаны, все кадмиевые стержни возвращены на место и заперты. Утром следующего дня, 2 декабря, я был тут как тут, чтобы доложить Ферми — все готово. Ферми принял командование.

Приближение к критичности шло по программе, заранее разработанной Ферми. Постепенно, шаг за шагом, выдвигался последний кадмиевый стержень. На каждой ступеньке измерялось возрастание нейтронной активации, и Ферми сравнивал результат с предсказанным на основании предыдущего измерения. Его карманная шестидюймовая логарифмическая линейка в тот день не знала покоя. С каждым шагом улучшались его предсказания на следующий. Процесс быстро сходился, и Ферми делал предсказания со все возрастающей убежденностью в их точности. Перед последним шагом Ферми был вполне уверен в том, что после него будет достигнута критичность. Действительно, как только кадмиевый стержень был полностью выдвинут, котел стал критичным. Самоподдерживающаяся цепная реакция была получена.

На запуске присутствовало всего только около 40 человек, главным образом ученые, принимавшие участие в работе. Но среди них был и К. Гринуолт, представитель компании Дюпон: ее сотрудников надо было полностью убедить в том, что предсказания о работе котла абсолютно надежны, что котел сможет работать и производить плутоний. Это было необходимо, так как именно в это время компания Дюпон рассматривала предложение Манхэттенского округа взять на себя задачу по строительству котлов для получения плутония.

Испытание продолжалось 28 минут, причем максимальная интенсивность соответствовала энерговыделению около полуватта (интенсивность поддерживалась на низком уровне для того, чтобы уменьшить радиоактивное излучение котла). Сегодня этот эксперимент рассматривается как начало атомного века, но в своем декабрьском месячном отчете (статья [Б180]) Ферми написал просто: «Система, использующая цепную реакцию, была закончена строительством 2 декабря и с тех пор работает удовлетворительно».

Принадлежащее самому Ферми описание работ по котлу, проводившихся в Колумбийском университете и в Металлургической лаборатории, дано в статьях 113 и 149.

Его изложение теории котла приведено в статье [Б225].

Г. Андерсон

К приложению II

Это приложение написано группой авторов, составлявших Приборный отдел Металлургической лаборатории. Оно отражает наступление новой эры, эры выполнения больших исследовательских программ организованными группами ученых. В данном случае одна группа ученых провела основные эксперименты по ядерной цепной реакции, а другая создала оборудование и управляющие устройства.

Ферми проявил выдающиеся способности в координации подобного рода совместных усилий. Его дар четкого объяснения основных принципов и задач позволял остальным понимать, что от них требуется, и отдавать свой талант именно тем задачам, для решения которых они были лучше всего подготовлены.

С точки зрения управления ядерный реактор оказался очень послушным устройством. Его отклик на управляющие сигналы был практически мгновенным — в смысле скорости изменения рабочего состояния, а не внезапного скачка в нем. Такая ситуация является внутренне стабильной и безопасной. Ферми заранее был уверен в «кротости» реактора. Когда его спросили — что же он будет делать, если окажется неправ, то он ответил «Пойду себе прочь — потихонечку».

У. Овербек

101

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ РАСХОДЯЩЕЙСЯ ЦЕПНОЙ РЕАКЦИИ *[1]

В этой статье с небольшими редакционными изменениями воспроизводится отчет, написанный для Металлургической лаборатории Чикагского университета почти десять лет тому назад после экспериментального осуществления расходящейся цепной реакции. Этот отчет в настоящее время рассекречен и может быть опубликован.

---

* *Experimental Production of a Divergent Chain Reaction.* Am. J. of Phys., 1952, 20, 536—558.

[1] Эта статья основывается на работах, выполненных в Металлургической лаборатории Чикагского университета для Манхэттенского округа Инженерного корпуса США. (Эта статья не полностью написана Ферми. Тем не менее, в настоящем издании приводится почти полный ее текст, ввиду исторического интереса. Редакция сочла возможным несколько сократить приложения к основному тексту, написанные не Ферми. Сокращения отмечены отточиями в угловых скобках.— *Прим. ред.*)

Первый раздел отчета содержит общее описание первого котла и его работы. Подробности конструирования, изготовления и испытаний материалов и оборудования приводятся в приложениях I и II, написанных членами групп, которые выполняли эти работы.

Котел имел приблизительно форму сплюснутого эллипсоида из графита. Экваториальный радиус составлял 388 *см*, а полярный — 309 *см*. По всему объему графита был распределен уран в виде блоков (частично из металлического урана, а частично — из окиси урана), образуя кубическую решетку со стороной ячейки около 21 *см*. Описывается экспериментальная процедура, разработанная для достижения критических размеров и для управления работой котла. Фактические критические размеры сравниваются с ожидавшимися из результатов испытаний различных элементов структуры.

В этом отчете дано описание конструкции и работы котла, использующего цепную реакцию. Котел был построен в Лаборатории Вест-Стэндс [2] в октябре — ноябре 1942 г. и был впервые запущен 2 декабря 1942 г.

Из описания котла станет ясно, что для экспериментов такого типа требуется сотрудничество большого числа физиков.

Группы Зинна и Андерсона отвечали за подготовку материалов и фактическое сооружение котла; группа Вильсона готовила измерительные устройства и оборудование для автоматического управления. Подробности этих работ освещаются членами соответствующих групп в приложениях I и II.

Большую роль в успешном осуществлении эксперимента сыграли также все службы Металлургической лаборатории, в частности, группы, занимавшиеся разработкой методов получения и испытания материалов. Исключительно высокие требования к чистоте графита и урана, которые к тому же были нужны в очень больших количествах, превратили поставки необходимых материалов, вероятно, в самую большую трудность для всего проекта.

Общее описание котла

По существу, котел представляет решетку из блоков урана (часть которых была из металлического урана, а часть — из окиси урана), размещенных в графите. За исключением небольших участков вблизи поверхности котла, решетка состояла из кубических ячеек со стороной 8,25 дюйма.

Поскольку в нашем распоряжении находилось относительно небольшое количество металла (около шести тонн), а различные сорта графита имели разную степень чистоты, первоначально было решено строить котел приблизительно сферической формы, располагая наилучшие материалы как можно ближе к центру. В действительности же оказалось возможным достичь условий критичности до завершения строительства сферы, и оно было прервано после укладки одного слоя сверх критических размеров.

---

[2] Дословно: Западные трибуны.— *Прим. ред.*

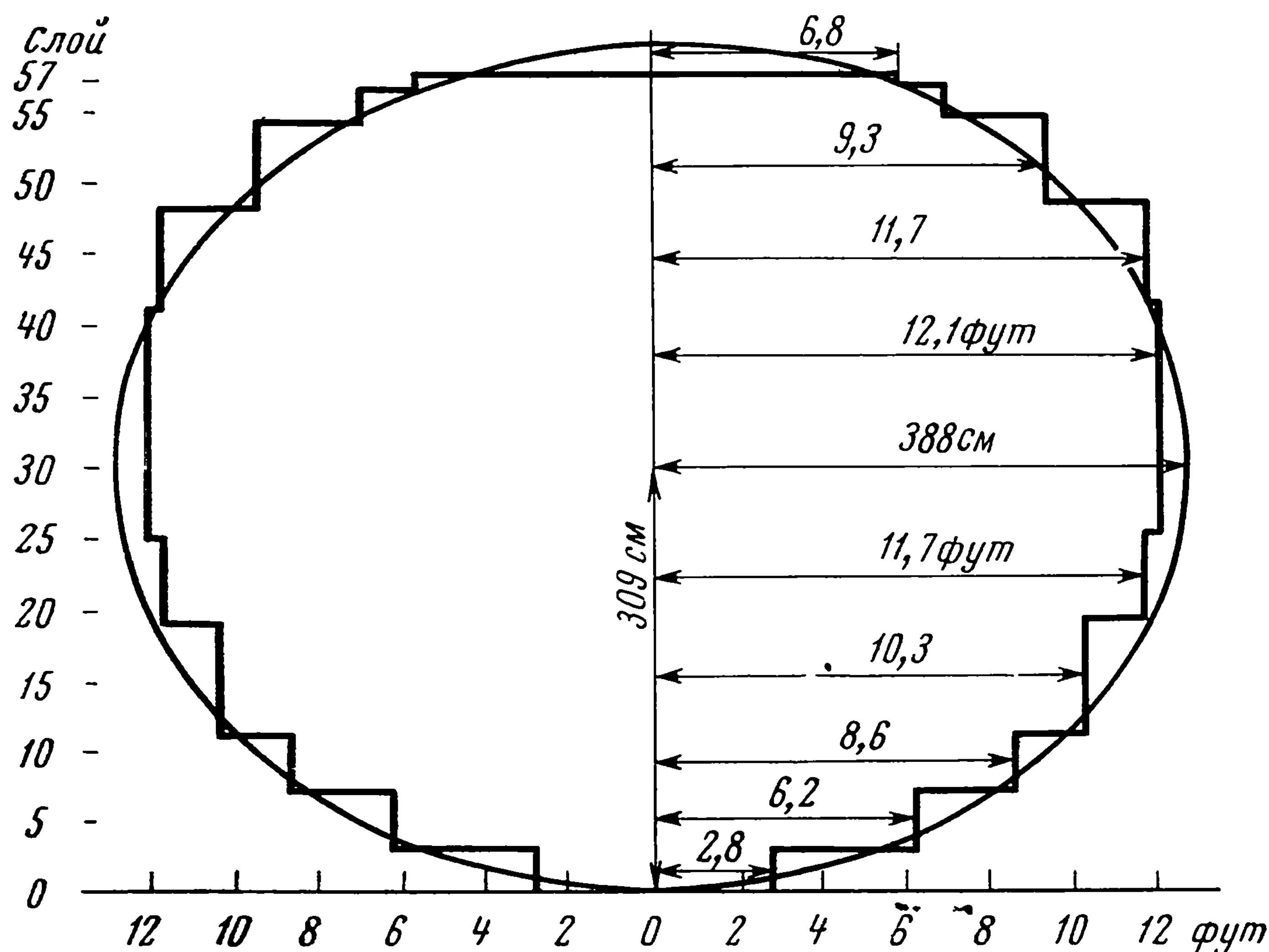


Рис. 1. Вертикальный разрез котла

Указан эквивалентный эллипсоид; размеры слоев даны в футах

По той же причине размеры верхних слоев котла были сделаны заметно меньше, чем было бы необходимо для сохранения первоначально намечавшейся сферической формы. Существующую форму котла грубо можно описать как сплюснутый эллипсоид вращения с полярным радиусом 309 *см* и экваториальным радиусом 388 *см* (см. рис. 1). Графит поддерживался деревянной рамой, а нижние его слои покоились на полу.

В первоначальном плане предусматривалось, что для достижения условий критичности может оказаться необходимой откачка воздуха из котла. По этой причине котел сооружался внутри прорезиненной оболочки, которая при необходимости могла быть загерметизована и откачана.

Поскольку в нашем распоряжении находилось всего лишь около 6 тонн металла, было решено, что конструкция части решетки, где располагался металл, должна обеспечивать наилучшее использование металла, а не наибольшее значение коэффициента размножения. Использованные блоки металла, весившие около 6 фунтов, состояли из металла различного происхождения (Westinghouse, Metal Hydrides, Ames). Экспоненциальный эксперимент, выполненный на металлической решетке, показал, что коэффициент размножения для нее составляет[3] 1,067, а $\nabla^2 = 101{,}7 \cdot 10^{-6}$ *см*$^{-2}$.

[3] Плотность нейтронов приблизительно меняется согласно уравнению $\nabla^2 n = an$, где a — постоянная, зависящая от физических и геометрических характеристик решетки. Значения a называются лапласианом и обозначаются через ∇^2. Чем больше ∇^2, тем лучше решетка.

Использование более тяжелых блоков металла (семь-восемь фунтов) позволило бы получить более высокий коэффициент размножения. Но это уменьшило бы объем, занимаемый «металлической» частью решетки, и поэтому было сочтено целесообразным использование блоков несколько меньшего веса.

Наибольшую часть объема занимала решетка с одинаковыми ячейками со стороной 8,25 дюйма, где использовались блоки UO_2, весившие около 2140 *г*. Коэффициент размножения этой решетки, измеренный ранее в экспоненциальном эксперименте, оказался равным 1,039, а $\nabla^2 = 59 \cdot 10^{-6}$ *см*$^{-2}$.

Измерения, производившиеся при сооружении котла

Во время сооружения котла постоянно выполнялись измерения, служившие для того, чтобы исключить возможность случайного достижения условий критичности, когда не были бы приняты необходимые меры предосторожности. Эти измерения предпринимались также и для того, чтобы проверять размножительные свойства системы во время ее сооружения, что позволило определить момент наступления критичности ранее фактического его осуществления.

Указанные измерения выполнялись с помощью детекторов двух типов. В щели, примерно на 43 дюйма выше основания, стоял счетчик с BF_3, показания которого считывались довольно часто. Кроме того, каждую ночь облучалась индиевая фольга, располагавшаяся как можно ближе к эффективному центру структуры. Наведенная в ней активность измерялась на следующее утро и сравнивалась с показаниями счетчика с BF_3. Естественные нейтроны, спонтанно испускаемые ураном, являются вполне подходящим источником для этой цели; никаких других источников нейтронов не добавлялось.

Типичные результаты таких измерений собраны в табл. I. В первой графе указывается высота структуры, выраженная в числе слоев (толщина

Таблица I

Измерения, проводившиеся во время сооружения котла

Слой	A	$R_{эфф}$, *см*	$R^2_{эфф}/A$	Слой	A	$R_{эфф}$, *см*	$R^2_{эфф}/A$
15	42	128	390	41	850	288	98
19	78	158	320	45	1360	308	70
23	119	187	294	47	1940	317	52
25	148	200	270	51	4400	332	25
29	221	225	229	54	12400	344	9,5
33	345	248	178	57	Расход.	356	—
36	470	265	149				

каждого слоя составляла около $4^1/_8$ дюйма). Во второй графе приводятся значения активности A (*имп/мин*), наведенной в стандартной индиевой фольге спонтанными нейтронами, когда фольга располагалась в центре структуры, где интенсивность нейтронов максимальна. В действительности фольги располагались неподалеку от этого места, так что приходилось вводить небольшую поправку, учитывающую тот факт, что фольга не находилась точно в оптимальной позиции.

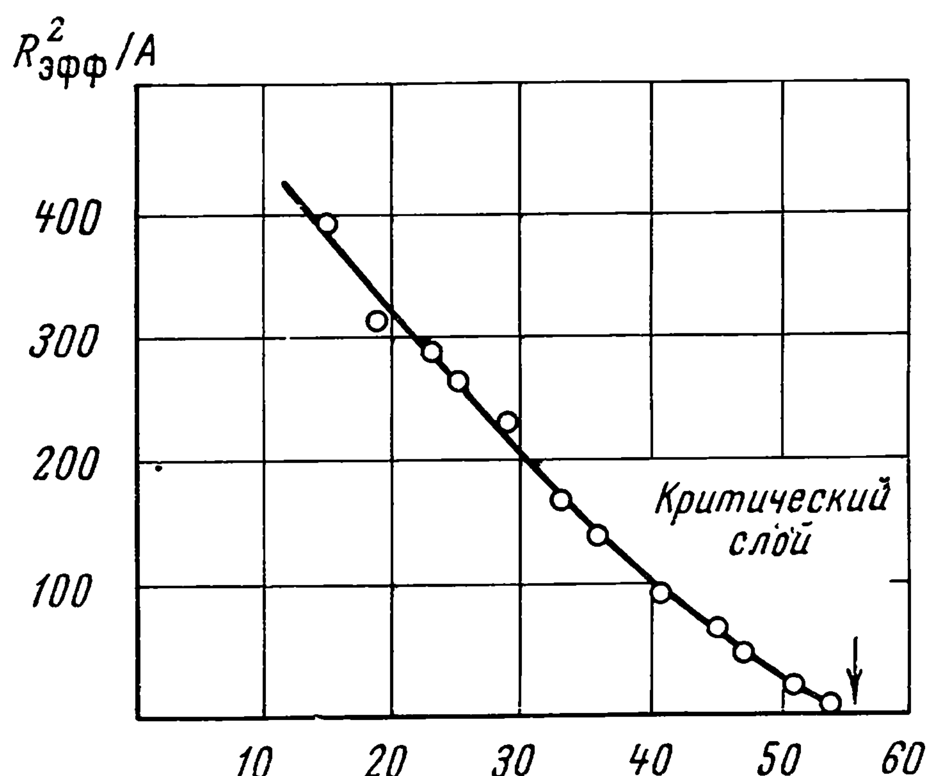


Рис. 2. График приближения к критическим размерам при сооружении котла

В сферической структуре, которая при бесконечных размерах имела бы коэффициент размножения 1, активация расположенного в центре детектора под действием спонтанных нейтронов пропорциональна квадрату радиуса. Подобным свойством обладает и эллипсоид: активация в центре пропорциональна квадрату эффективного радиуса $R_{эфф}$, который определяется из уравнения

$$\frac{3}{R^2_{эфф}} = \frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{c^2}, \tag{1}$$

где a, b и c — полуоси эллипсоида. Ясно, что для сферических сегментов (такую форму имела наша структура на различных стадиях постройки) основная математическая трудность должна была состоять в точном определении $R_{эфф}$. Однако для любой высоты сферического сегмента оказалось возможным без больших затруднений и не слишком произвольно определять эквивалентный сплющенный эллипсоид графически. Затем по формуле (1) вычислялся эффективный радиус. Таким образом вычислялись значения, приведенные в третьей графе табл. I.

Если бы коэффициент размножения нашей решетки был равен 1, то значения четвертой графы табл. I были бы постоянны. Вместо этого, как видно из графы 4, эти значения все время убывают и достигают нуля в районе 56-го слоя. Это и есть точка достижения условий критичности, где активация, обусловленная спонтанными нейтронами, должна стать бесконечно большой. График величины $R^2_{эфф}/A$ приведен на рис. 2. Номер критического слоя указывается пересечением кривой с осью абсцисс.

При сооружении котла, задолго до достижения этого критического слоя, в качестве меры предосторожности в соответствующие щели были введены кадмиевые полосы. Они вынимались один раз в день, при соблюдении мер безопасности, для определения степени близости к условиям критичности.

Фактическое сооружение котла шло описанным образом до 57-го слоя, т. е. примерно на один слой выше критических размеров. При удалении всех кадмиевых полос эффективный коэффициент размножения системы составляет около 1,0006.

Измерительные и управляющие устройства

Для измерения интенсивности реакции можно использовать любые детекторы нейтронов или γ-лучей. Предпочтительнее пользоваться нейтронными детекторами, так как они более непосредственно реагируют на изменение интенсивности реакции и на них не сказывается излучение, испускаемое продуктами деления и после остановки реакции.

Для измерения интенсивности реакции фактически использовалось несколько таких нейтронных детекторов: два пропорциональных счетчика с BF_3 размещались на внешней поверхности котла, а несколько ионизационных камер, наполненных BF_3, помещались вблизи одной из стен котла. Эти камеры соединялись с усилителями, и усиленный ток использовался для приведения в действие записывающих приборов, автоматического управления и аварийных устройств.

Управление реакцией осуществлялось с помощью введения в котел полос из веществ, поглощающих нейтроны (использовался кадмий и, в одном случае, борсодержащая сталь).

Когда на котле не производятся исследования, несколько кадмиевых полос вставляются в щели с тем, чтобы сделать эффективный коэффициент размножения существенно меньше 1. Как было найдено на практике, для обеспечения подкритического состояния котла достаточно только одной из кадмиевых полос. Помимо нескольких кадмиевых полос, которые могут быть использованы для ручного управления, котел снабжен также двумя аварийными стержнями и одним стержнем автоматического управления. Аварийные стержни при нормальной работе котла находятся в выведенном положении. Они удерживаются в этом положении захватом, управляемым электромагнитом; когда захват отпускается, стержни втягиваются внутрь котла под действием присоединенной к ним системы грузов. Электромагниты питаются от усиливающей системы, так что аварийные стержни освобождаются автоматически, если интенсивность испускаемых котлом нейтронов превзойдет установленный уровень.

Стержень автоматического управления может вдвигаться в котел и выдвигаться из него с помощью двух электромоторов. Они приводятся в действие либо вручную, либо усиливающей системой, так что если интенсивность реакции превосходит заданный уровень, то стержень вдвигается в котел, а если интенсивность падает ниже этого уровня — выдвигается из котла. Подробное описание измерительных и управляющих устройств дано в приложении II.

Запуск котла

Для запуска котла из него выводятся все кадмиевые полосы за исключением одной. Затем последний стержень медленно выдвигается из котла. По мере приближения к критическим условиям начинает быстро увеличиваться интенсивность нейтронов, испускаемых котлом. Следует заметить, однако, что пока эта последняя кадмиевая полоса находится внутри котла и обеспечивает значение эффективного коэффициента размножения несколько ниже 1, для достижения равновесного значения интенсивности требуется длительное время. Аналогично и когда кадмиевая полоса выдвинута из котла, так что коэффициент размножения больше 1, возрастание интенсивности идет довольно медленно. Фактически, для нашего котла, при полном выведении всех кадмиевых полос интенсивность увеличивалась примерно вдвое за каждую минуту. Эти времена релаксации становятся чрезвычайно большими, если кадмиевая полоса находится вблизи критического положения. Например, для одной из управляющих полос было найдено, что время релаксации составляет $230/x$ минут, где x — расстояние до критического положения стержня в сантиметрах. Это означает, что если стержень находится лишь в 1 *см* от критического положения, то время релаксации составляет около 4 *час*. Соответствующая константа для стержня автоматического управления равна 180 *мин*. Эти большие времена релаксации (обусловленные тем, что при делении очень незначительная доля нейтронов испускается с запаздыванием) позволяют довольно легко добиваться работы котла на постоянном уровне интенсивности даже без использования автоматической регулировки. Действительно, для вывода котла на заданный уровень интенсивности можно поступать следующим образом.

Прежде всего из котла полностью выводится последняя полоса кадмия. Интенсивность, контролируемая различными измерительными устройствами, начинает медленно возрастать. Так как время релаксации в этих условиях составляет около двух минут, то желаемый уровень интенсивности обычно достигается за несколько минут. Как только счетчики обнаружат, что этот уровень достигнут, стержень вводится в котел до критического положения. Измерительные приборы немедленно указывают на выравнивание интенсивности около установленного уровня. Чтобы поддерживать этот уровень неизменным, достаточно двигать стержень на 1—2 *см* в ту или другую сторону всякий раз, как потребуется компенсировать небольшие изменения коэффициента размножения, обусловленные главным образом изменениями атмосферного давления.

На рис. 3 изображена запись автоматического регистратора интенсивности, сделанная во время первого запуска котла. На записи ясно видно экспоненциальное возрастание интенсивности. Было допущено возрастание интенсивности до уровня, соответствующего энерговыделению около 0,5 *вт*. Здесь сработало автоматическое аварийное устройство, аварий-

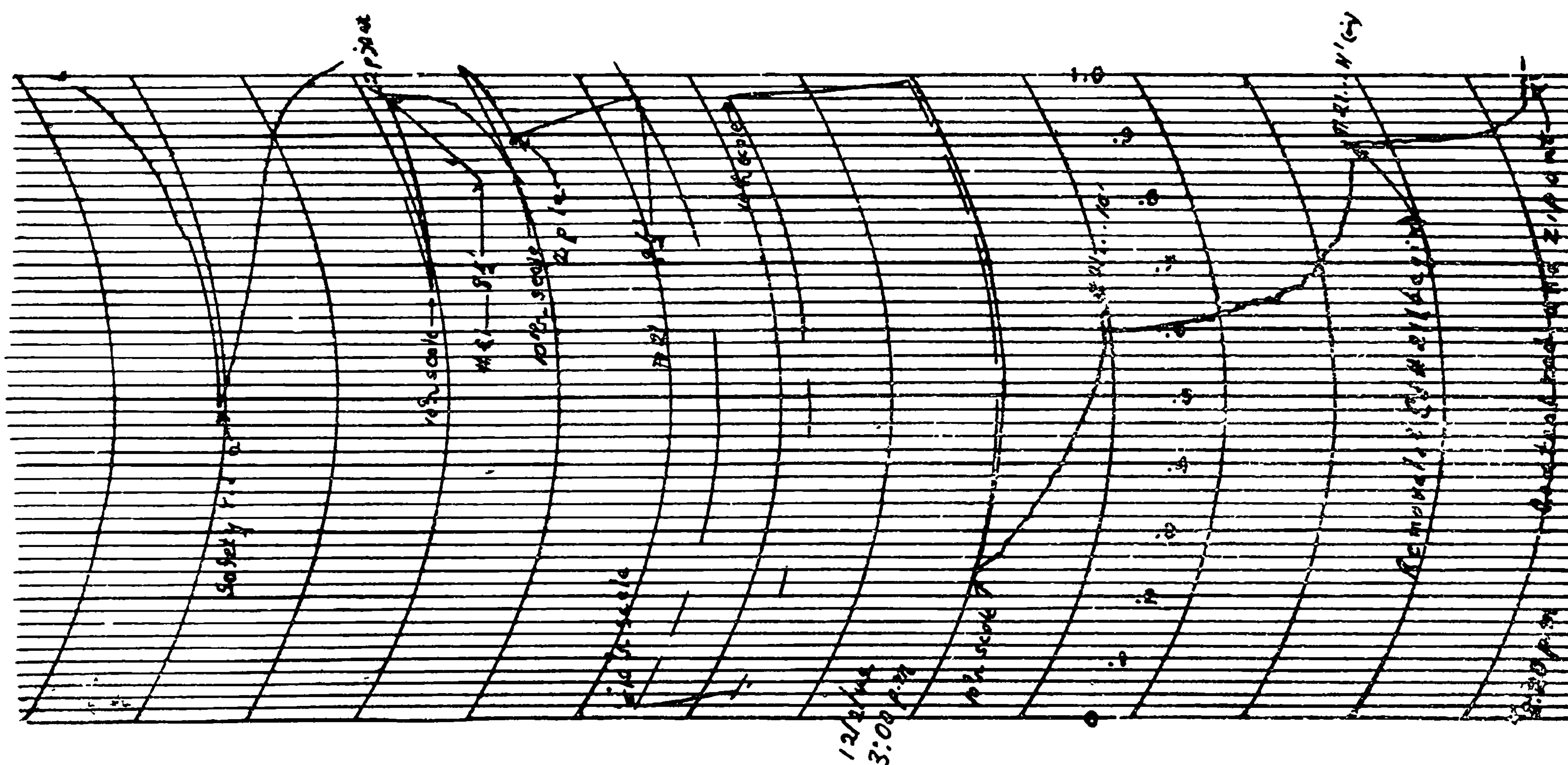


Рис. 3. Первый запуск котла. Автоматическая запись интенсивности реакции

ные стержни были введены внутрь котла и реакция была прервана, о чем свидетельствует резкое падение интенсивности на записи.

Больший уровень интенсивности был достигнут в запуске 12 декабря, когда энергия, вырабатываемая котлом, составляла около 200 *вт*. Испытание не проводилось при более высокой интенсивности из-за ограничений, накладываемых требованием, чтобы уровень радиации вне здания был существенно ниже допустимой физиологической дозы. Во время работы

Таблица II

Измерения доз радиации в окрестности котла

	Миллирентген в минуту	Активация стандартной индиевой фольги при насыщении, *имп/мин*
Вблизи котла	50	$8 \cdot 10^6$
В комнате, где стоит котел, но вдали от него	6	$1 \cdot 10^6$
Коридоры по сторонам помещения котла	2	$2 \cdot 10^5$
Башенная комната	0,0005	Пренебрежимо мало
Тротуар Эллис-стрит, ближайший к котлу	0,05	6 000
Тротуар Эллис-стрит, отдаленный от котла	0,01	2 700
Контроль	0,001	—

при большой интенсивности, продолжавшейся около 45 *мин*, были проделаны измерения интенсивности в различных комнатах внутри здания и на улице с помощью стандартных рентгенометров, а также счетчиков с BF_3 и индиевых фольг (для обнаружения нейтронной интенсивности). Типичные значения, найденные при этих измерениях, приведены в табл. II.

Сравнение ожидавшихся и фактических критических размеров

Несмотря на то что геометрическая форма котла далека от правильной, а его внутренняя структура разнородна, можно сделать некоторые выводы относительно фактических значений коэффициентов размножения различных типов решеток, использованных в котле, и сравнить эти значения с ожидавшимися из результатов экспоненциальных экспериментов.

Как уже указывалось (см. рис. 1), форма котла близка к сплющенному эллипсоиду вращения с полярной полуосью 309 *см* и экваториальной полуосью 388 *см*. Эффективный радиус системы, полученный по формуле (1), составляет

$$R = 355 \text{ см}.$$

Такое значение радиуса соответствует величине $\nabla^2 = 78{,}3 \cdot 10^{-6}$ $см^{-2}$ и среднему коэффициенту размножения около 1,054.

Так как в разных местах системы использовались разные типы решеток, то приведенные значения являются средними для всех использованных решеток. Их можно сравнивать с индивидуальными значениями только в том случае, если известны статистические веса, присущие различным типам решеток.

Как легко показать, статистический вес данной компоненты решетки в первом приближении пропорционален произведению объема, занимаемого решеткой данного типа, на средний квадрат плотности нейтронов в этом объеме. Мы попытались вычислить этим методом статистические веса различных решеток, представленных в нашей структуре. Результаты вычислений приведены в табл. III.

Таблица III

Статистический вес решеток различного типа в котле

Тип решетки	Статистический вес, %	$\nabla^2 \cdot 10^6$ по экспоненциальным экспериментам
Металл	39,2	+102
AGOT Brown AGOT	53,5	+59
Speer	6,6	+45
US «живой»	0,5	—10
«Мертвый»	0,2	—520
	Взвешенное среднее	73,4

В первой графе указывается тип решетки. Ради простоты под наименованием «Speer» объединено несколько типов решетки, имевших, как предполагалось, довольно близкие коэффициенты размножения. Во второй графе для каждого типа решетки приводится статистический вес, выраженный в процентах. В третьей графе указываются значения ∇^2, найденные в экспоненциальных экспериментах. Среднее взвешенное значение ∇^2 составляет 73,4, тогда как оценка из критических размеров дает 78,3.

Это служит указанием на то, что значения ∇^2 и коэффициентов размножения, найденные из экспоненциальных экспериментов, несколько ниже истинных. Правильные значения, видимо, на 0,003 или 0,004 выше опубликованных.

Энергия, вырабатываемая котлом

Число нейтронов, испускаемых котлом, число делений и выделенная энергия могут быть оценены по активации стандартных индиевых фольг, помещаемых внутрь котла. Калибровка индиевых фольг показала, что между резонансной активацией при насыщении $A_{\text{рез}}$ (*имп/мин*) фольги, защищенной кадмием, и плотностью замедления нейтронов в графите существует следующее соотношение:

$$q = 0{,}00156\, A_{\text{рез}}. \qquad (2)$$

Кадмиевое отношение в подавляющей части объема нашей структуры составляет около 6,6. Это означает, что если измеряется активация при насыщении A (*имп/мин*) индиевой фольги, не защищенной кадмием, то активность при защите кадмием составила бы

$$A_{\text{рез}} = A/6{,}6$$

и, следовательно,

$$q = 0{,}00156\ A/6{,}6 = 0{,}000236\ A.$$

Полное число нейтронов, которые замедляются внутри котла от энергии выше индиевого резонанса до энергии ниже этого значения, будет поэтому равно

$$0{,}000236\ \bar{A}V,$$

где $\bar{A}$ — средняя величина активации, а V — объем котла. Он был принят равным

$$V = 1{,}95 \cdot 10^8\ \text{см}^3.$$

Далее, как можно оценить, величина $\bar{A}$ составляет около 0,3 от активности A_0 в центре котла. Отсюда получаем, что полное число нейтронов, замедляемых в котле от энергии выше индиевого резонанса до энергии

ниже этого значения, равно

$$1{,}4\cdot 10^4 A_0.$$

Учитывая, что некоторая доля образовавшихся в котле быстрых нейтронов резонансно поглощается до того, как они достигнут энергии индиевого резонанса, и что небольшая часть нейтронов ускользает из котла, полное число нейтронов, образовавшихся в котле, должно быть примерно на 13% больше указанного значения. Итак, полное число образовавшихся нейтронов равно

$$1{,}6\cdot 10^4 A_0. \qquad (3)$$

Если принять, что при акте деления испускается 2,2 нейтрона, то число делений в секунду будет равно

$$F = 7200 A_0.$$

Полагая, что при акте деления выделяется 200 *Мэв* энергии, т. е. $3{,}2\cdot\cdot 10^{-4}$ *эрг*, получим, что энергия вырабатываемая котлом, составляет

$$2{,}3\ A_0\ \textit{эрг/сек} = 2{,}3\cdot 10^{-7} A_0\ \textit{вт}.$$

Эта формула использовалась для получения уже приводившихся оценок мощности котла.

Приложение I

СООРУЖЕНИЕ ЯДЕРНОГО КОТЛА

Г. Андерсон, А. Грэйвс, П. Кунц, Л. Серен,
А. Ваттенберг, Дж. Вейль и У. Зинн

В предыдущих разделах данного отчета обсуждались общие структурные характеристики котла, использующего цепную реакцию. В этом разделе содержится подробный проект уран-графитовой системы, сопровождаемый кратким описанием методов изготовления и проверки специальных материалов. Эта работа, занявшая около трех месяцев, потребовала очень тщательных физических измерений свойств довольно больших количеств материалов. Мы признательны нашим помощникам Г. Агню, Д. Хиллу, Г. Лихтенбергеру, Дж. Миллеру, Р. Ноблсу, У. Найру, Г. Кубичеку, Л. Сэвитцу и В. Штурму, на которых пала основная тяжесть этих измерений.

Материалы, которые предполагалось использовать для получения цепной реакции, должны были подвергаться проверке по двум направлениям. Во-первых, было необходимо определить коэффициент размножения для примененного типа уран-графитовой системы. Во-вторых, следовало испытать достаточно большие образцы действительных конструкционных материалов, чтобы гарантировать отсутствие пло-

хих партий урана или графита, которые могли бы уменьшить коэффициент размножения. В нашем случае эта задача осложнялась еще и тем, что в первом котле, использующем цепную реакцию, должны были использоваться три различные уран-графитовые системы.

Определение коэффициента размножения

Целью экспоненциального эксперимента является определение коэффициента размножения k бесконечной решетки из урановых блоков в графите, не прибегая к построению котлов очень больших размеров. Из таких экспериментов были определены оптимальные характеристики ячеек для прессованной окиси UO_2 (плотность 6,1 *г/см*²) и для литого металлического урана (плотность 18 *г/см*²). Были определены также значения k, присущие таким оптимальным решеткам в графите худшего качества, чем графит, использованный для сооружения котла. Для проектирования котла было необходимо определить значение k для трех типов структуры: литой металлический уран в графите AGOT; прессованная окись UO_2 в графите AGOT; прессованная окись UO_2 в графите Speer. В этом разделе будет дано описание экспоненциальных сборок, созданных для испытания этих структурных типов, и указаны результаты измерений на них.

В кратком изложении теория экспоненциального эксперимента выглядит следующим образом.

Если уран-графитовая решетка имеет сечение в форме квадрата со стороной a и полубесконечную высоту, а источник быстрых нейтронов находится в центре основания, то в точках, достаточно далеко отстоящих от источника, интенсивность нейтронов подчиняется уравнению

$$n = \sum_{ij} B_{ij} e^{-x/b_{ij}} \cos \frac{i\pi y}{a} \cos \frac{j\pi z}{a}. \tag{1a}$$

Ось x совпадает с вертикальной осью сборки, а плоскость $x = 0$ — с основанием сборки. Итак, в точках, находящихся на оси, каждая гармоника нейтронной интенсивности убывает экспоненциально

$$n = B_{ij} \exp(-x/b_{ij}), \tag{2a}$$

где b_{ij} — длина релаксации. На достаточно больших расстояниях от источника существенна только первая гармоника. Длина релаксации $b\,(b_{11})$ связана с коэффициентом размножения следующим соотношением:

$$k = 1 - \frac{\lambda\Lambda}{3}\left(\frac{1}{b^2} - \frac{2\pi^2}{a^2}\right) \exp\left\{\frac{r_0^2}{4}\left(\frac{1}{b^2} - \frac{2\pi^2}{a^2}\right)\right\}, \tag{3a}$$

где λ — средний свободный пробег тепловых нейтронов в графите; Λ — средний свободный пробег для столкновений, приводящих к поглощению; $r_0^2/4$ — возраст нейтронов, становящихся тепловыми. Далее,

$$\frac{1}{b^2} - \frac{2\pi^2}{a^2} = \frac{1}{c^2},$$

где c — длина диффузии. Если k близко к 1, то c очень велико, а $1/c^2$ — мало, так что можно записать

$$k = 1 - \left(\frac{\lambda\Lambda}{3} + \frac{r_0^2}{4}\right)\left(\frac{1}{b^2} - \frac{2\pi^2}{a^2}\right) \qquad (4a)$$

или

$$k = \left(1 - \frac{L^2}{c^2}\right), \text{ где } L^2 = \left(\frac{\lambda\Lambda}{3} + \frac{r_0^2}{4}\right). \qquad (5a)$$

Итак, если известна длина миграции L, то измерение длины релаксации b, связанной с первой гармоникой нейтронной интенсивности, позволяет установить значение коэффициента размножения для решетки бесконечных размеров такого типа, который был испытан.

Вследствие конечной высоты фактической экспоненциальной сборки (124 дюйма) в измерения нейтронной интенсивности должны вноситься две поправки. Это, во-первых, «поправка на гармоники», связанная с присутствием высших гармоник в точках вблизи источника; и, во-вторых, «концевая поправка», появляющаяся из-за близости точек, в которых производятся измерения, к верхнему торцу сборки.

Для измерения длины релаксации b индиевые фольги (0,0924 *г/см*^{2}) располагаются в различных положениях вдоль оси сборки, и с помощью счетчиков Гейгера — Мюллера измеряется наведенная в них активность с периодом полураспада 54 *мин.* При этих экспериментах фольга помещалась в никелевый держатель, так что активация A_{Ni} была обусловлена как тепловыми нейтронами, так и нейтронами с энергией индиевого резонанса. (Во все измерения вводилась поправка для приведения к бесконечно большому времени облучения.) Испускание нейтронов при спонтанном делении урана приводит к появлению фона, который должен быть вычтен из результатов измерений интенсивности. Окончательно, после введения гармонических и концевых поправок величина b вычисляется по формуле

$$b = \frac{D}{\ln\left[(A_{\text{Ni}})_2/(A_{\text{Ni}})_1\right]}, \qquad (6a)$$

где D — расстояние между двумя положениями, в которых измерялись A_{Ni}.

При вычислении k по формуле (4а) в качестве длины стороны a должно использоваться расстояние между точками, в которых нейтронная интенсивность действительно обращается в нуль. (Вследствие конечности длины среднего свободного пробега λ эффективная сторона превышает геометрическую.) Эффективное значение a можно оценить по измерениям нейтронной интенсивности вблизи границ сборки.

Длина миграции L [соотношение (5а)] может быть вычислена по плотности графита и кадмиевому отношению. ⟨...⟩

Некоторые общие характеристики трех интересующих нас сборок были одинаковы. Сборка возводилась на основании (из графита AGX) высотой 16 дюймов, в верхнем слое которого делался канал для источника. Использовалось четыре источника (Ra + Be) быстрых нейтронов, каждый приблизительно по 0,5 *г*. Они соединялись по два, образуя два источника почти точно по 1 *г*. Оба этих источника помещались в канал, причем каждый из них располагался примерно посередине между центром и краем сборки. При та-

ком расположении нечетные гармоники интенсивности нейтронов в точках оси сборки сокращались, что существенно уменьшало гармонические поправки к результатам измерений. Решетка с размерами $99 \times 99 \times 123^3/_4$ *дюйм*^{3} состояла из 15 слоев (высоты $4^1/_8$ дюйма каждый) графита с включениями урана, перемежающихся 15 слоями сплошного графита. В горизонтальных плоскостях, находящихся в четных графитовых слоях, были проделаны измерительные щели, простирающиеся до центра сборки.

Для исключения влияния медленных нейтронов, попадающих обратно в сборку после рассеяния на окружающих предметах, верхний торец и боковые стороны сборки защищались листовым кадмием.

Для указания положения точки, в которой производились измерения, были приняты следующая система координат и единица длины. Начало координат помещается в центре основания решетки; ось x направляется по оси сборки; ось y — по прямой, на которой находятся источники; ось z — в направлении измерительных щелей. За единицу длины бралась основная постоянная решетки (равная также расстоянию между двумя слоями сборки), которая в описываемых сборках составляла 8,25 дюйма.⟨...⟩

Основные результаты измерений в рассмотренных выше трех сборках приведены в табл. IX.

Таблица IX

Результаты измерений на различных сборках

№ сборки	Форма урана	Графит	Графит/уран	Кадмиевое отношение	Множитель теплового использования	b, *см*	$\frac{10^6}{c^2}$, *см*$^{-2}$	L^2, *см*^{2}	k
18	UO_2	Speer	6,4	6,32	0,866	62,74	45	712	1,032
27	UO_2	AGOT	6,4	6,67	0,869	64,52	58,9	666	1,039
29	Металл	AGOT (партии № 10, 11)	5,1	6,56	0,871	71,10	101,2	700	1,07

Измерения сечения графита

Точные измерения сечения захвата нейтронов в графите, который должен быть использован для сооружения котла, необходимы по двум причинам. Во-первых, если поглощение в графите слишком велико, то цепная реакция может оказаться невозможной, либо потребуется сооружение котла настолько больших размеров, что они окажутся практически недосягаемыми. Во-вторых, поскольку действие поглощения пропорционально квадрату нейтронной плотности, то при использовании в центре котла материала с малым сечением уменьшаются размеры системы. По этим соображениям испытаниям были подвергнуты все сорта графита, использованные для сооружения котла.

⟨...⟩Для этих испытаний было сооружено несколько σ-призм, описание которых дано в следующем разделе.

Описание σ-призм

Почти все призмы строились на основании из графита Speer, имеющем сечение около 5 × 5 *фут*^{2} и высоту около 3 футов. Через середину центрального слоя этого основания, параллельно стороне, проходила щель для источников 10 × 10 *см*^{2}. Сверху к этому основанию были прикреплены графитовые бруски 0,25 × 0,25 *дюйм*^{2}, расположенные в 12 дюймах друг от друга. На эти бруски укладывался слой графита Speer или AGX, так что оставался 0,25-дюймовый зазор, куда мог вставляться кадмий. Этот слой, вообще говоря, состоял не из того сорта графита, на котором делались измерения. Делалось это только потому, что в нашем распоряжении имелись достаточно длинные бруски примененного материала. Над указанным слоем укладывалось 15 слоев из графита, подлежащего проверке. Щели для детекторов делались в верхней части 3-, 6- и 9-го слоев. Эти щели, обозначавшиеся соответственно 1, 2 и 3, проходили через вертикальную ось призмы перпендикулярно направлению щели для источника. Это было сделано для того, чтобы небольшие неточности в постановке фольг минимально сказывались на результатах измерений, и для того, чтобы по возможности уменьшить облучение оператора, работающего с фольгами. Вся призма выше зазора покрывалась кадмием, чтобы уменьшить до минимума количество тепловых нейтронов, попадающих в призму со стороны.

Размеры верхней части призм, построенных для измерения графита AGX, US и Speer, составляли около 5 × 5 × 5 *фут*^{3}. Призмы для остальных сортов Speer и призм для AGOT имели размеры около 168 × 157 *см*^{2} при высоте 157 *см*.

Теория

Плотность тепловых нейтронов n в графитовой структуре при наличии источника описывается следующим дифференциальным уравнением

$$D\Delta n - (1/t)\, n + q = 0, \qquad (1б)$$

где $D = \lambda v/3$ — коэффициент диффузии; λ — средний свободный пробег относительно рассеяния; v — скорость нейтронов; t — среднее время жизни теплового нейтрона, а q — плотность нейтронов, становящихся тепловыми. Если сделать измерения, поставив кадмий в зазор, а затем убрав его, то получим два уравнения для двух значений плотности n_1 и n_2. Вычитая эти уравнения одно из другого и обозначая $n = n_1 - n_2$, получаем

$$D\Delta n - (1/t)\, n = 0, \qquad (2б)$$

или

$$L^2\Delta n - n = 0,$$

где $L = \sqrt{Dt}$ — длина диффузии.

Приведем решение этого уравнения для прямоугольной призмы со сторонами $[a - (2\lambda/\sqrt{3})]$, $[b - (2\lambda/\sqrt{3})]$ и $[Z - (\lambda/\sqrt{3})]$, параллельными осям x, y, z соответственно. При этом примем в качестве граничных условий $n = 0$ при $x = \pm a/2$,

$y = \pm b/2$, $z = Z$. Тогда решение имеет вид

$$n = \sum_{lm} B_{lm} \cos\frac{l\pi x}{a} \cos\frac{m\pi y}{b}\left[e^{-z/b_{lm}} - e^{-(2Z-z)/b_{lm}}\right]. \tag{3б}$$

Величина b_{lm} — расстояние, на котором в призме бесконечной длины гармоника lm уменьшится в e раз,— связана с L следующим соотношением

$$\frac{1}{L^2} = \frac{1}{b_{lm}^2} - \pi^2\left(\frac{l^2}{a^2} + \frac{m^2}{b^2}\right). \tag{4б}$$

На вертикальной оси призмы первая гармоника нейтронной плотности пропорциональна величине

$$e^{-z/b_{11}} - e^{-(2Z-z)/b_{11}}.$$

Второй член в этом выражении соответствует отражению от верхнего торца призмы и для бесконечно высокой призмы был бы равен нулю. Поэтому для введения поправки на конечность высоты призмы все значения интенсивности на оси должны быть умножены на выражение

$$\frac{1}{1 - e^{-2(Z-z)/b_{11}}} \tag{5б}$$

(так называемая «концевая поправка»).

Соотношение (4б) позволяет отыскать L. Для этого надо либо измерить b_{11} далеко от источника, где малы высшие гармоники, либо ввести поправки на гармоники в значения b_{11}, найденные ближе к источнику, где легче измерять интенсивность.

Это делается следующим образом. Оценив значение L, из соотношения (4б) вычислим релаксационные длины для каждой гармоники. Далее, записав равенство (3б) для точек оси z, получим

$$n = \sum_{lm} B_{lm}\left[e^{-z/b_{lm}} - e^{-(2Z-z)/b_{lm}}\right].$$

Если два одинаковых источника расположены при $x = \pm a/4$, то надо сложить два таких решения, причем появляется множитель $\cos(l\pi/4)$. Тогда на оси z гармоника 1 3 сокращается с гармоникой 3 1, а гармоника 1 5 — с гармоникой 5 1. Из высших гармоник первой, со знаком минус, появится гармоника 3 3.

С хорошей точностью можно записать

$$n = B_{11}\left[e^{-z/b_{11}} - e^{-(2Z-z)/b_{11}}\right] - B_{33}\left[e^{-z/b_{33}} - e^{-(2Z-z)/b_{33}}\right] + \ldots .$$

Следовательно, множитель, учитывающий поправку на гармоники, составляет

$$\frac{B_{11}}{n}\left[e^{-z/b_{11}} - e^{-(2Z-z)/b_{11}}\right].$$

Для σ-призм, использованных при измерении сечения графита AGOT, поправки на гармоники и концевые эффекты составляли в целом 1,0056 для щели 1 и 1,0131 для щели 3.

Измерения

Для измерений использовались индиевые фольги площадью 26 *см*² и толщиной 92,4 *мг/см*². Для измерения активности трех фольг, ставившихся в каждую из трех щелей при наличии и отсутствии кадмия в зазоре, применялись два счетчика. Времена облучения выбирались такими, чтобы начальная скорость счета не превышала 1500 *имп/мин*. Измерения начинались через три минуты после вынимания фольг из сборки и в большинстве случаев продолжались до тех пор, пока не набиралось не менее 20 000 импульсов. Затем вычислялась начальная активность, приведенная к бесконечному времени облучения, для чего использовалось значение периода полураспада 54 *мин*. Поскольку чувствительности счетчиков были неодинаковы, результаты одного из них умножались на коэффициент (представлявший отношение чувствительностей), определенный по измерениям на ряде призм. Средние активности в щелях 1 и 3 исправлялись на гармоники и «концевые» эффекты, как указывалось в предыдущем разделе. Обозначая эти исправленные интенсивности через I_1 и I_3 соответственно, получаем для определения b_{11} следующую формулу

$$b_{11} = Z_{13}/\ln(I_1/I_3),$$

где Z_{13} — расстояние между щелями 1 и 3. Для вычисления длины диффузии использовалось соотношение (4б) предыдущего раздела. Эти значения для каждого испытанного сорта графита приведены в графе 2 табл. X. В графе 1 указывается наименование сорта, указанное в виде клейма на каждом куске.⟨...⟩

ТО 1 обозначает первую партию графита AGOT, ТО 2— вторую и т. д., вплоть до 15-й партии. В графе 3 указывается значение длины диффузии для плотности 1,600 *г/см*³, а в графе 4 — сечение, вычислявшееся по формуле

$$\sigma_a = \frac{12,8\cdot 10^{-24}}{L_{1,6}^2}.$$

Таблица X

Длина диффузии и сечения поглощения для различных сортов графита

Графит	L	$L_{1,6}$	$\sigma_a \cdot 10^{24}$	Графит	L	$L_{1,6}$	$\sigma_a \cdot 10^{24}$
SP 1	49,53	48,35	0,00549	T 11	51,16	51,70	0,00479
SP 2	49,77	47,93	0,00563	T 12	49,86	50,42	0,00504
SP 2′	50,53	48,63	0,00541	T 14	50,14	50,67	0,00499
TO 1	50,32	50,64	0,00499	T 15	49,71	50,96	0,00493
TO 0, 2, 3, 4, 5, 6	48,95	49,71	0,00518	AGX	43,25	43,79	0,00668
TO 8, 9, 13	49,74	50,49	0,00502	US	44,57	44,79	0,00638
T 10	50,83	51,40	0,00484				

Следует отметить, что наилучшими качествами обладали партии графита Т 10 и Т 11. Эти партии и партия Т 14 были использованы для сердцевины. Остаток AGOT был использован для выкладки грубой формы сферы вокруг нее. Далее размещался графит SP 2 и SP 2′. На самой периферии котла вперемежку использовался графит US и GX 2.

Прессование окиси урана

Большая часть котла содержит блоки двуокиси урана. Они изготовлялись из рыхлого сухого порошка UO_2 с помощью штампа и гидравлического пресса. Основная задача состояла в конструировании штампа.⟨...⟩После накопления некоторого опыта в обращении со штампами оказалось возможным на одном прессе изготавливать 400—500 брикетов за 8-часовой рабочий день.

Обработка графита

Изготовители поставляли графит в чушках сечением $4^1/_4 \times 4^1/_4$ *дюйм*^{2} и длиной от 17 до 50 дюймов, поверхность которых была не обработана. Было необходимо получать из них бруски стандартной длины с гладкими поверхностями.

Для этой цели использовались обычные деревообделочные станки.⟨...⟩ Поверхности выдерживались с точностью $\pm 0{,}005$ дюйма, а длина —с точностью $\pm 0{,}020$ дюйма.⟨...⟩ На этом участке за 8-часовой рабочий день можно было обработать около 14 тонн материала. Общая наша потребность составляла 40 000 брусков.

Следующая операция по обработке графита состояла в просверливании лунок диаметром $3^1/_4$ дюйма, имевших фигурное основание. Эти лунки были необходимы для размещения в графите брикетов UO_2. Лунки сверлились за одну операцию.⟨...⟩

Единственной трудностью в этой операции оказалось то, что сверла требовали частой заточки. Наиболее устойчивыми оказались карборундовые сверла, но их изготовление требовало больших усилий; поэтому они не применялись. Наиболее удовлетворительно зарекомендовали себя сверла из старых напильников; ими без заточки сверлилось около 60 лунок. Фактическое сверление лунки отнимало около 20 *сек*, так что обычная скорость этой операции составляла 60—100 лунок в час. Всего было сделано 22 000 лунок.

Конструкция котла

Отдельная ячейка уран-графитовой решетки имела размер 8,25 дюйма и объем 0,324 *фут*^{3}. Для получения такой решетки графитовые бруски обрабатывались до сечения $4^1/_8 \times 4^1/_8$ *дюйм*^{2} и длины $16^1/_2$ дюйма. Котел проектировался в виде сферы с максимальным радиусом 13 футов. Выбор сферической формы диктовался тем обстоятельством, что для структуры другой формы, в которой пошла бы цепная реакция, вероятно, не хватило бы имевшихся в нашем распоряжении материалов. Решение строить сферу повлекло за собой два важных дополнения. Во-первых, это была деревянная рама, в которую встраивался котел. Во-вторых, для поддерживания той стороны котла, через которую проходили управляющие стержни, делался контрфорс из графита. Считалось вполне вероятным, что после возведения всей структуры деревянная рама может покоробиться или усохнуть, что вызовет смещение графита, опирающегося на нее. Поскольку

это могло помешать введению управляющих стержней в котел, та часть котла, через которую проходят управляющие стержни, была сделана целиком опирающейся на графитовый контрфорс. Первоначально планировалось поддерживать вакуум в котле. Поэтому пришлось затратить значительные усилия для того, чтобы добиться плотного прилегания деревянной рамы к графиту и чтобы поверхность рамы по отношению к окружающей ее прорезиненной оболочке была гладкой и непрерывной. Впоследствии оказалось, однако, что в вакууме нет необходимости; поэтому такие старания оказались лишними.

Сфера встраивалась в куб со стороной 24 фута 2 дюйма. Отсюда следует, что некоторая — составляющая довольно малую долю полного объема — часть сферы диаметром 26 футов была обрезана. По плану сфера должна была окружаться оболочкой толщины 1 дюйм из графита, в котором не размещался уран,— так называемого «мертвого» графита. Как ожидалось, уран-графитовая решетка будет иметь вид сферы диаметром 12 футов и полным объемом 7200 *фут*^{3}, т. е. структура должна была состоять примерно из 22 300 ячеек. ‹...› В табл. XI указано фактическое количество графита, пошедшее на сооружение котла, причем указаны также количества разных сортов графита.

Таблица XI

Графит в котле

Поставщик	Сорт	Вес, *фунт*
National Carbon		510 000
Speer Graphite	AGOT	145 000
U. S. Graphite	US	32 000
National Carbon	AGX	60 000
AGX + Speer (только контрфорс)		24 000
		771 000 = 385,5 тонн

Таблица XII

Уран в котле

Геометрическая форма	Состав	Вес, *фунт*	Плотность, *г/см*^{3}	Число	Полный вес в котле, *фунт*
Цилиндр $2^1/_4$ дюйма	Металл	6,0	18	2 030	12 400
«Псевдосфера» $3^1/_4$ дюйма	UO_2	4,72	6,10	14 840	70 000
«Псевдосфера» $3^1/_4$ дюйма	U_3O_8	3,99	5,17	1 200	4 790
Цилиндр 3 дюйма	UO_2	4,56	6,14	540	2 460
Цилиндр 3 дюйма	U_3O_8	3,97	5,20	840	3 340
				19 480	92 990 = 46,5 тонн

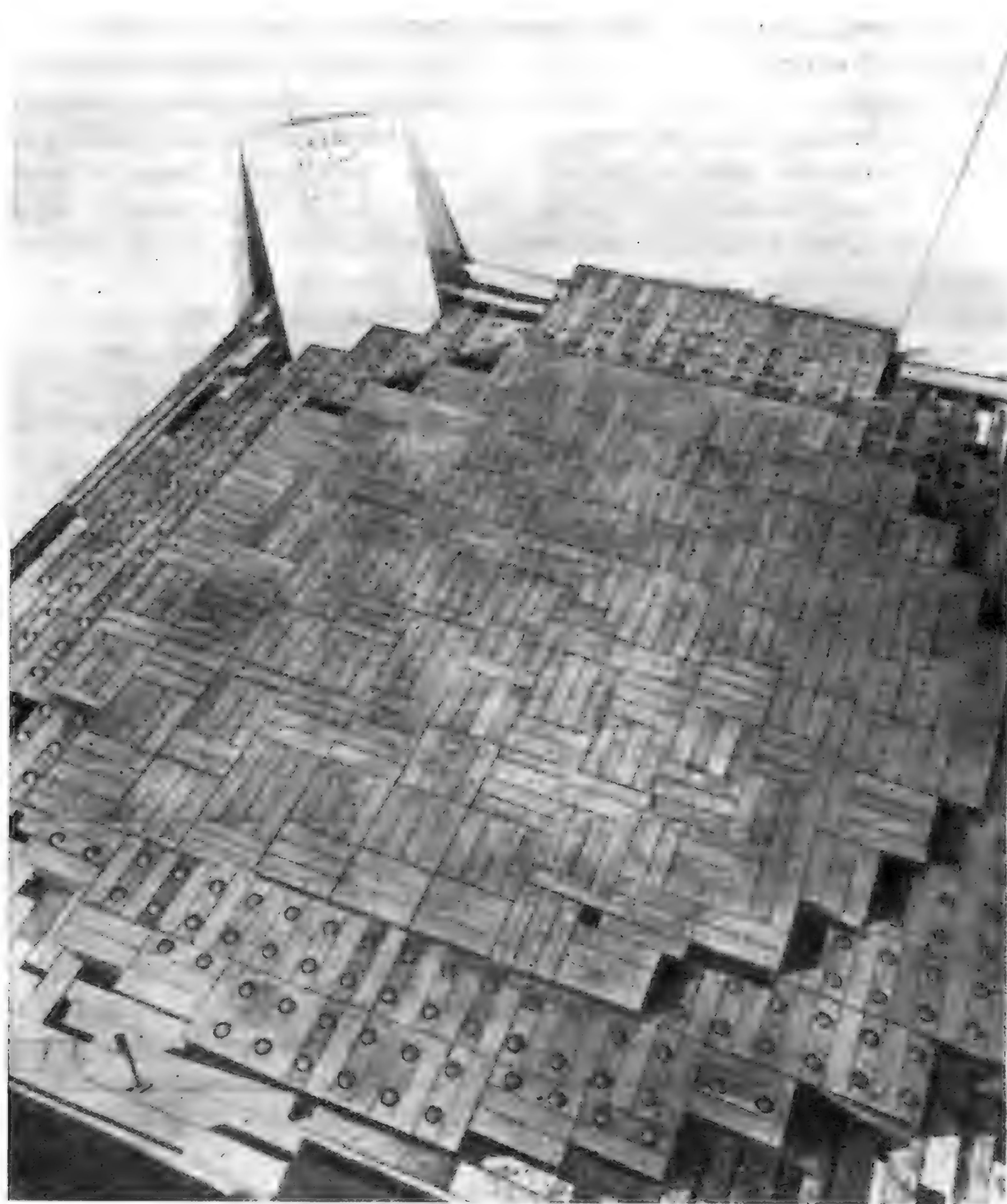


Рис. 5. Один из слоев котла

Графит марок US и AGX имел несколько иные размеры, чем основная часть графита, и вследствие худшего качества был использован главным образом в наружной оболочке, в качестве «мертвого» графита.

Подробные сведения об урановых блоках приведены в табл. XII. В графе 1 указывается геометрическая форма блоков. Обозначение «псевдосфера $3^1/_4$ дюйма» относится к брикетам в форме цилиндров диаметром $3^1/_4$ дюйма и высотой $3^1/_4$ дюйма, края которых обрезались под углом 45°, так что их форма была близка к сферической. Обозначение «цилиндр 3 дюйма» относится к блокам в форме цилиндров диа-

метром и высотой по 3 дюйма. Поскольку применялось пять видов блоков и четыре сорта графита, при построении ячеек были возможны различные комбинации.<...>

На рис. 5 приведена фотография 19- и 18-го слоев котла. Видна приблизительно сферическая форма структуры, а также часть поддерживающей ее деревянной рамы. Построение решетки в вертикальном направлении достигается установкой «мертвого» слоя графита между двумя слоями, в которых размещается уран. Фотография относится к тому моменту, когда укладка 19-го слоя была еще не закончена.

Было сделано 10 щелей, проходящих через весь котел. Три из них, вблизи центра котла, используются для управляющего и аварийных стержней, остальные можно использовать для экспериментов. Кроме того, один проходивший близко к центру котла ряд брусков, в которых находился уран, был устроен таким образом, что он мог полностью выниматься из котла. Такая конструкция позволяет удалять образцы из котла и полезна для экспериментальных целей.

Приложение II

МОНИТОРИРОВАНИЕ ПЕРВОГО КОТЛА И УПРАВЛЕНИЕ ИМ

Х. Бартон, Т. Брилл, С. Фокс, Р. Фокс, Д. Фроман, У. Хинч, У. Канне, У. Овербек, Х. Парсонс, Г. Павлицкий, Л. Слотин[4], *Р. Уаттс, М. Вилькенин, В. Вильсон*

Разработка и эксплуатация оборудования для мониторирования первого котла и управления им входила в обязанности электрогруппы. Эта работа была разделена следующим образом:

1) мониторирование котла во время сооружения;
2) мониторирование котла во время работы;
3) управляющие стержни;
4) автоматика.

1. Мониторирование котла во время сооружения

В 11-м слое была сделана щель сечением $2^1/_2 \times 2^1/_2$ *дюйм*^{2}, проходившая от поверхности котла (обращенной на север) несколько дальше центра котла. В этой щели у центра 11-го слоя (в графитовом блоке $2 \times 2 \times 12$ *дюйм*^{3}) размещался пропорциональный счетчик с BF_3. Число отсчетов в единицу времени регистрировалось с помощью пересчетной схемы (×128) и интегратора импульсов, подсоединенного к записывающему миллиамперметру. Таким образом непрерывно записывалась история сооружения котла. Интегратор приводил в действие также аварийное реле.

На рис. 6 показан рост числа отсчетов в минуту по мере укладки слоев.

---

[4] Луи Слотин погиб в мае 1946 г., получив смертельную дозу облучения при несчастном случае во время эксперимента с критическими сборками в Лос-Аламосе. —*Прим. ред.*

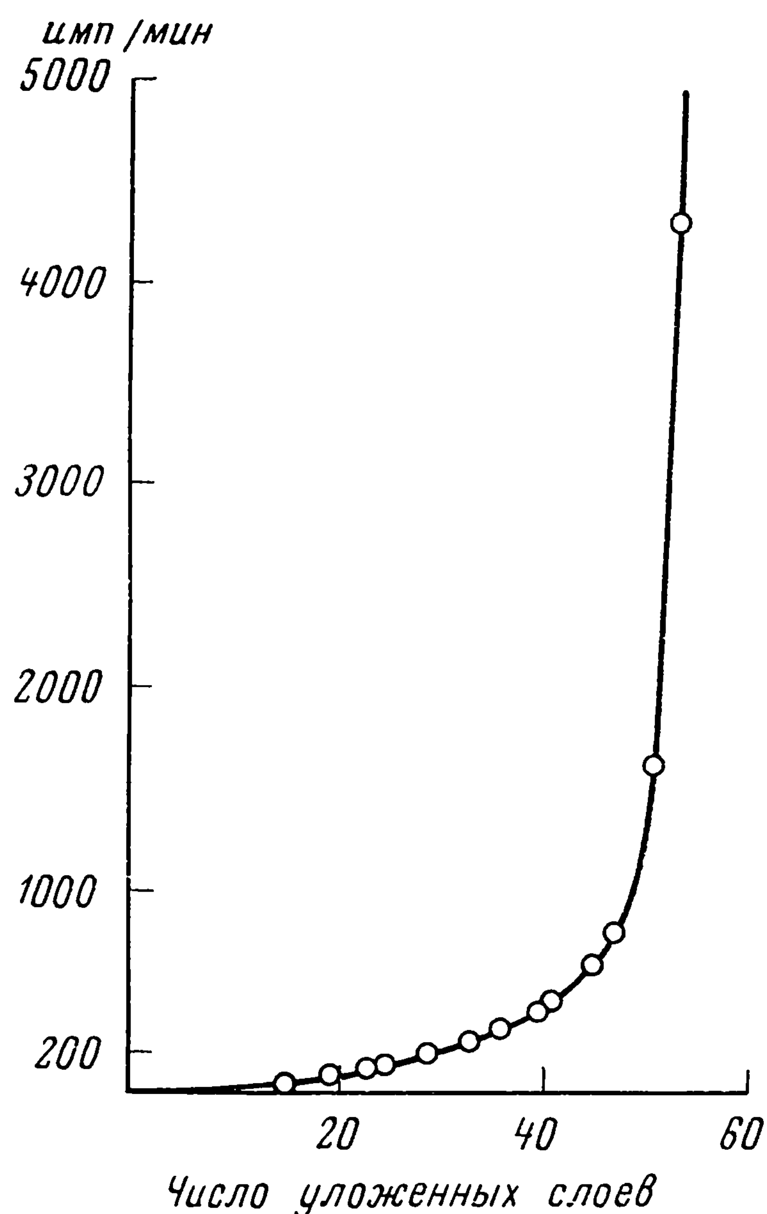


Рис. 6. Изменение интенсивности во время сооружения котла

2. Мониторирование котла во время работы

Когда размеры котла стали приближаться к критическим, для мониторирования котла стали использоваться также второй пропорциональный счетчик с BF_3 и четыре ионизационные камеры с BF_3. Сигналы, снимаемые с этих ионизационных камер, приводят в действие стержень автоматического управления и аварийные стержни. Усиленный ионизационный ток используется также для запуска самопишущего индикатора мощности. Одна камера питается от батарей. Остальные три камеры питаются от обычных выпрямительных блоков с газоразрядными стабилизаторами. Напряжение, подаваемое на эти блоки, регулируется с помощью трансформаторов. На рис. 7 приведена схема электрических цепей ионизационной камеры, изображающая два первых усилительных каскада и блок питания. На схеме показаны как выходные клеммы для самопишущего индикатора, так и выходные клеммы для усилителей управляющего и аварийных стержней. В действительности же для различных целей использовались разные установки.⟨...⟩

Опыт, накопленный при эксплуатации котла, выявил некоторые недостатки описанных приборов. Ниже перечислены эти недостатки вместе с краткими предложениями по усовершенствованию. Любой усовершенствованный прибор следует испытать на работающем котле прежде, чем будут строиться подобные приборы для следующих котлов.

1. Камеры слишком велики, так что с ними трудно обращаться, и излишне велики с точки зрения требований чувствительности. По-видимому, вместо объема 18 *л* достаточно 2 *л*.

2. Слишком велика зависимость выходного сигнала от напряжения в сети.⟨...⟩Следует использовать триод-пентодный стабилизатор напряжения, отказавшись от регулирующих трансформаторов и стабиловольтов.

3. Во втором каскаде вместо лампы 1N5 следует использовать более мощную лампу, например, 6J7. Это позволит включить самопишущий миллиамперметр (на 1 *ма*) в качестве вольтметра непосредственно на анод лампы, а не косвенно в анодную цепь. Несомненным преимуществом такого способа включения является то, что при этом можно добиться более строгой пропорциональности между показаниями прибора и током камеры. В настоящее время показания миллиамперметра уменьшаются при возрастании интенсивности и становятся в высшей степени нелинейными вблизи точки запирания лампы.

4. Электрическое поле в камере очень далеко от условий полного собирания ионов. Это положение можно исправить с помощью увеличения прилагаемого к камере напряжения и улучшения формы электродов.

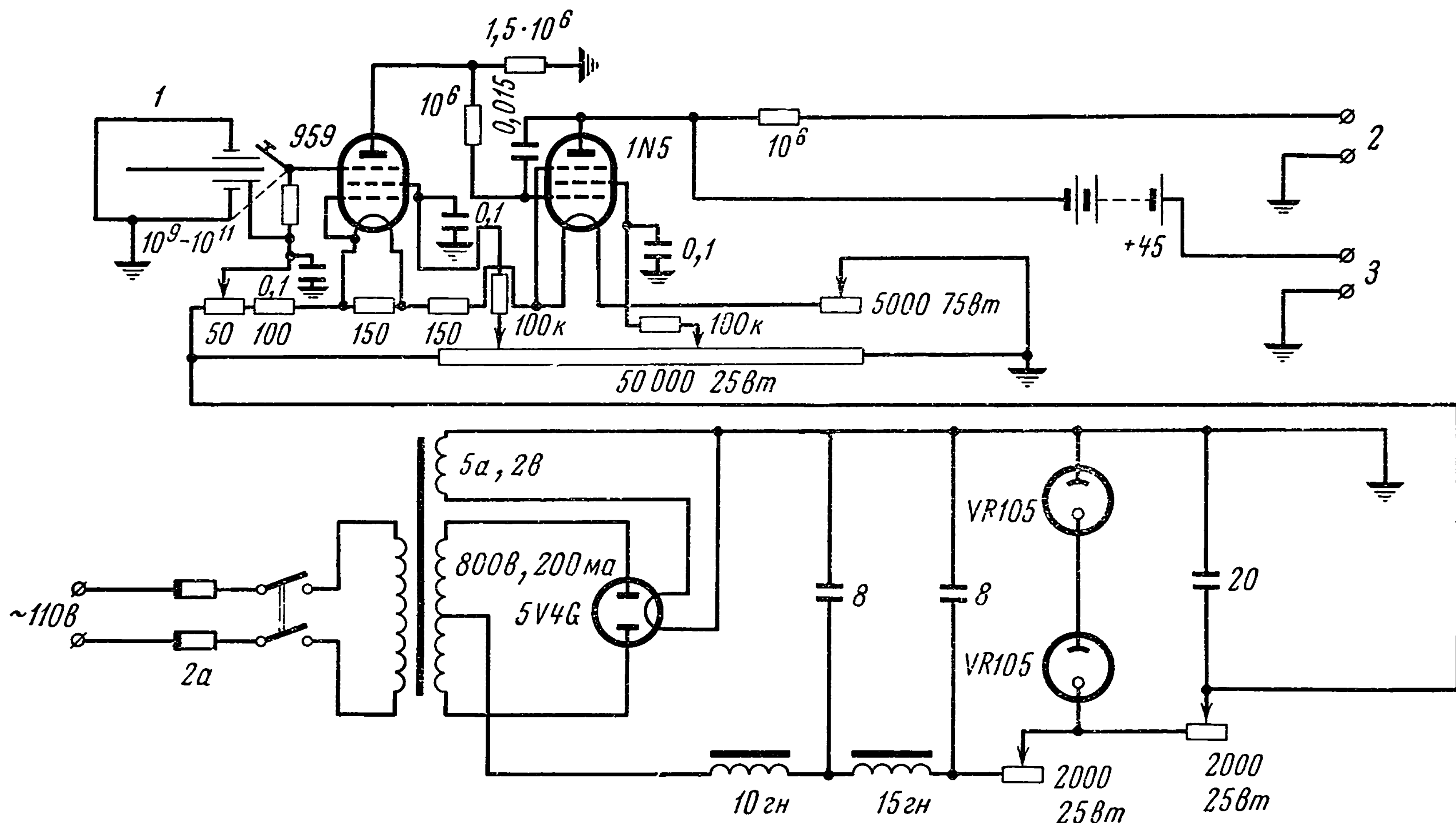


Рис. 7. Блок ионизационной камеры

1 — ионизационная камера (с BF_3) объемом 18 *л*; *2* — к показывающему миллиамперметру (0—1 *ма*); *3* — к усилителям, воздействующим на стержни

5. Затруднен доступ к усилителям, установленным непосредственно на камерах; для изменения чувствительности требуется перепайка сопротивления в усилителе. От камеры к усилителю должны вести кабели (достаточно длинные, чтобы отнести усилители за защитный экран), а изменение пределов должно производиться многопозиционным переключателем.

6. Камеры (или, по крайней мере, их внутренние части) для мощных котлов должны изготавливаться из материалов, облучение которых не приводит к образованию долгоживущих радиоактивных продуктов.

3. Управляющие стержни

Так как мощность, развиваемая котлом, в котором происходит цепная реакция, пропорциональна плотности нейтронов, то управлять котлом можно, влияя на плотность нейтронов. В первом котле это достигалось с помощью стержней из кадмия и борсодержащей стали. Для изменения доли нейтронов, поглощаемых в этих стержнях, они вдвигались в котел или выдвигались из него.

Несколько кадмиевых стержней было введено в котел во время его сооружения. Когда котел приобрел достаточно большие размеры, чтобы смогла пойти цепная реакция, то эти стержни удалялись из котла один за другим. Процесс запуска описан в основном разделе отчета. Три стержня имели особую конструкцию.⟨...⟩

Конструкция первого аварийного стержня была сделана более сложной, чем это оказалось необходимо, по следующим причинам. Во-первых, сначала полагали, что котлу придется работать в вакууме; поэтому стержень был встроен в вакуумноплотный стальной кожух с вынесенным управлением. Во-вторых, считалось, что надо добиться введения стержня в котел менее чем за секунду. В-третьих, думали, что внутри котла будет высокая температура, так что нельзя было использовать канаты, а в стальном тросе поглотилось бы слишком много нейтронов. Вследствие таких ограничений стержень нельзя было протягивать через весь котел. В-четвертых, требовалось, чтобы стержень мог выдвигаться до любого желаемого положения.

Для удовлетворения второго и четвертого требований на стержень ставился захват, который зацеплялся за бесконечную цепь. Это зацепление происходит тогда, когда соленоид находится под напряжением. Электрические цепи сконструированы так, что зацепление возможно, только если интенсивность нейтронов мала. Следовательно, нельзя вывести стержень из котла, если цепь не подтверждает, что эта операция безопасна. Когда ток в соленоиде прерывается, захват освобождается и падающий груз увлекает за собой только стержень, а механизмы выведения стержня остаются в покое. Это помогает ускорить движение.⟨...⟩

Более простой аварийный стержень был построен, когда стало очевидным, что в работе котла под вакуумом не будет необходимости. Этот стержень выдвигается и останавливается вручную, но может быть освобожден с пульта управления или сигналом аварийных цепей.

Управляющий стержень был сделан в виде «сэндвича». Центральная его часть содержала 1,5 весовых процента бора.

Опыт эксплуатации этих стержней показал, что управляющие стержни и аварийные стержни должны монтироваться на достаточно жестких основаниях, чтобы удары аварийных стержней не смещали установку управляющих стержней. Был сконструирован пневматический аварийный стержень, который будет испытан во втором котле. Конструкция управляющего стержня, по-видимому, удачна. Для второго котла мы намереваемся внести изменения лишь в приводы и передачу от двигателя. Интересующиеся могут получить подробные чертежи механических деталей этих стержней.

4. Автоматика

В этом разделе мы обсудим попытки использовать сигналы от мониторирующих устройств для передвижения управляющих стержней.

Так как вначале ничего не было известно о том, как может повести себя первый котел, мы приготовили довольно сложную систему управления. Потом оказалось, что эта система может быть упрощена и усовершенствована, но зато при ее подготовке мы испытали самые разнообразные измерительные и управляющие устройства.

а. Измерения. Первый шаг на пути к автоматизации состоит в точном измерении. Мы располагали ионизационными камерами и пропорциональными счетчиками. И те и другие наполнялись фторидом бора. Для проверки этих приборов был найден простой метод. Помещая управляющий стержень в закритическое, а затем в подкритическое положение, мы вызывали рост и падение интенсивности по экспоненте. Такое изменение

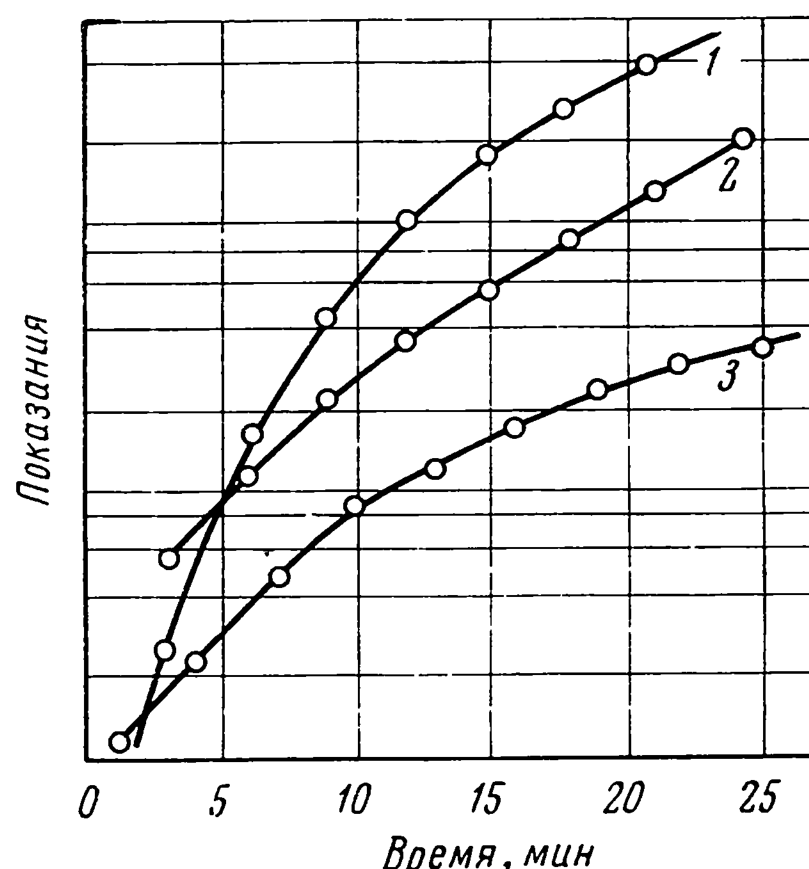


Рис. 11. Показания различных мониторирующих устройств

1 — ионизационная камера с усилителем; *2* — пропорциональный счетчик; *3* — ионизационная камера с гальванометром

интенсивности в полулогарифмическом масштабе должно изображаться прямой линией. На рис. 11 приведены подобные графики для счетчика, тока ионизационной камеры и выхода усилителя ионизационной камеры. Видно, что наилучшим показывающим прибором является пропорциональный счетчик, который дает наиболее близкую к линейности кривую. Ионизационная камера, особенно при добавлении усилителя, далека от линейности, но приемлема как часть системы автоматического управления, так как ее показания воспроизводимы.⟨...⟩

б. Индикация. Одной из наиболее важных возложенных на нас задач была задача индикации условий работы котла. Поскольку невозможно оставаться вблизи котла при большой интенсивности, индикация как интенсивности, так и положения управляющего стержня должна быть дистанционной. Что касается интенсивности нейтронов, то мы применяли дистанционную запись показаний четырех ионизационных камер и двух пропорциональных счетчиков. Схемы этих приборов приведены в другом месте данного отчета.

На рис. 13 изображена система, примененная для индикации положения управляющего стержня. Положение аварийного стержня указывается грубо, с помощью микропереключателей, расположенных вдоль его пути. Положение «регулирующего» стержня указывается более точно, с помощью сельсинов. Как видно из схемы, один сельсин-генератор соединен с механизмом передвижения регулирующего стержня и с двумя сельсин-моторами. Один из моторов приводит в движение стрелочный индикатор, а другой — перо самописца. С имеющимся устройством можно было установить стержень в любое положение с точностью не хуже 0,05 дюйма. Возможно добиться и большей точности, если увеличить передаточное отношение между сельсином и механизмом передвижения стержня.

в. Управление. Как упоминалось выше, в котле существует два типа управляющих стержней: аварийные и регулирующие. Электрическая схема, использовавшаяся для этих стержней, показана на рис. 14. Аварийный стержень может быть установлен в

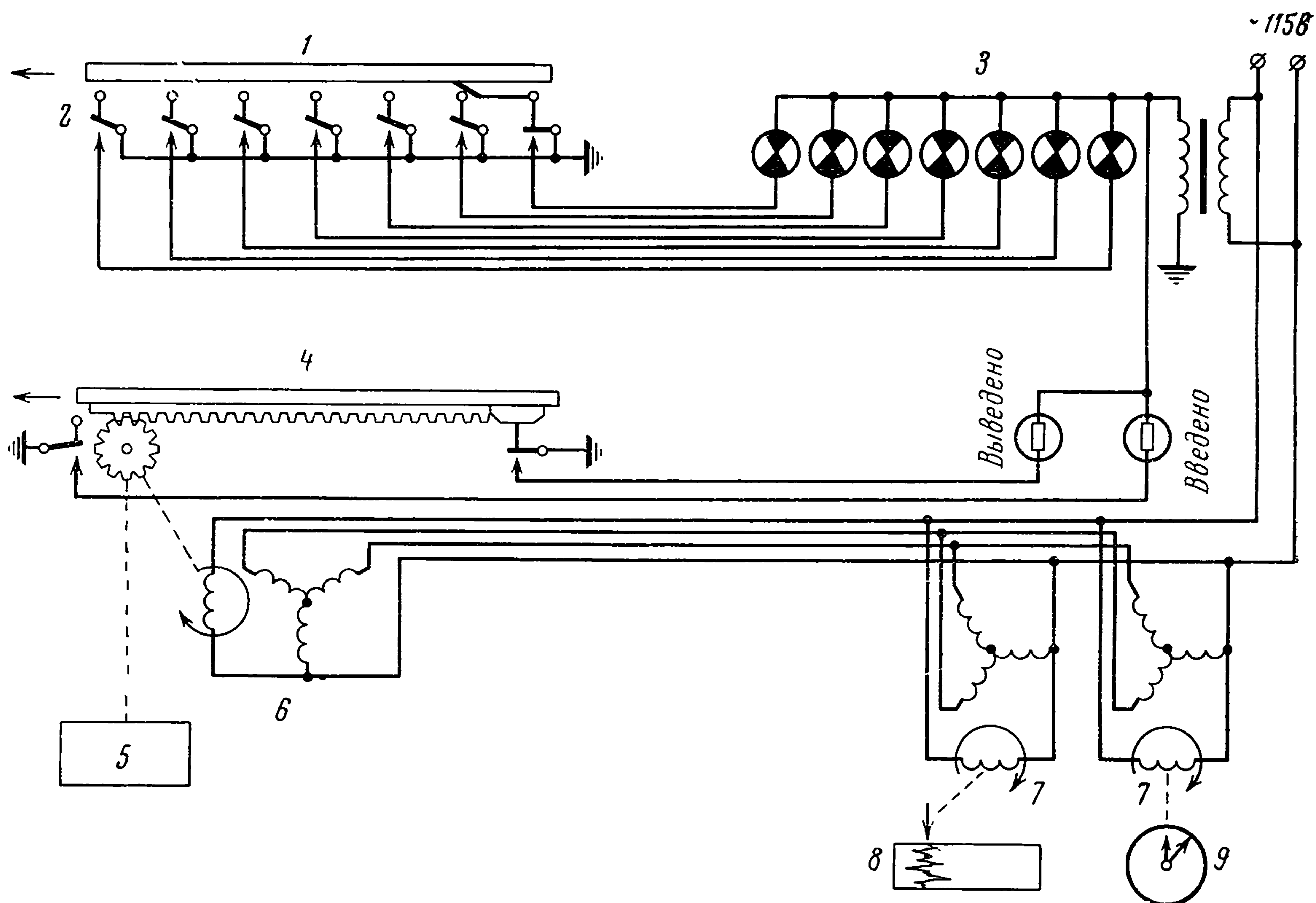


Рис. 13. Система индикации положения стержня

1 — аварийный стержень; *2* — микропереключатели; *3* — индикационные лампочки; *4* — управляющий стержень; *5* — привод; *6* — сельсин-генератор; *7* — сельсин-моторы; *8* — самописец; *9* — стрелочный индикатор

любое желаемое положение (обычно он полностью выдвинут). В этом положении он удерживается захватом, связанным с соленоидом. Как только через соленоид перестает течь ток, стержень освобождается и втягивается в котел под действием 100-фунтового груза.

Регулирующий стержень перемещается двумя моторами, один из которых служит для ввода, а другой — для вывода стержня. Использование двух моторов вместо одного с изменяемым направлением вращения вызвано требованиями автоматической регулировки, схема которой будет описана далее.

Одной из частей блока управления является автоматическая аварийная система. В нее входят два реле; нормально открытые контакты одного из них включены последовательно с соленоидом аварийного стержня, а нормально закрытые контакты другого—последовательно с мотором «ввод» регулирующего стержня. Эти реле питаются от общей цепи «авария!»[5]. При разрыве этой цепи в любой точке все стержни вводятся в котел. Ввод аварийных стержней занимает около 2 *сек*, а регулирующего стержня — 20 *сек*. Все аварийные устройства специально делались так, что их открытые контакты были включены

[5] Дословный перевод: «убирайся» (scram).— *Прим. ред.*

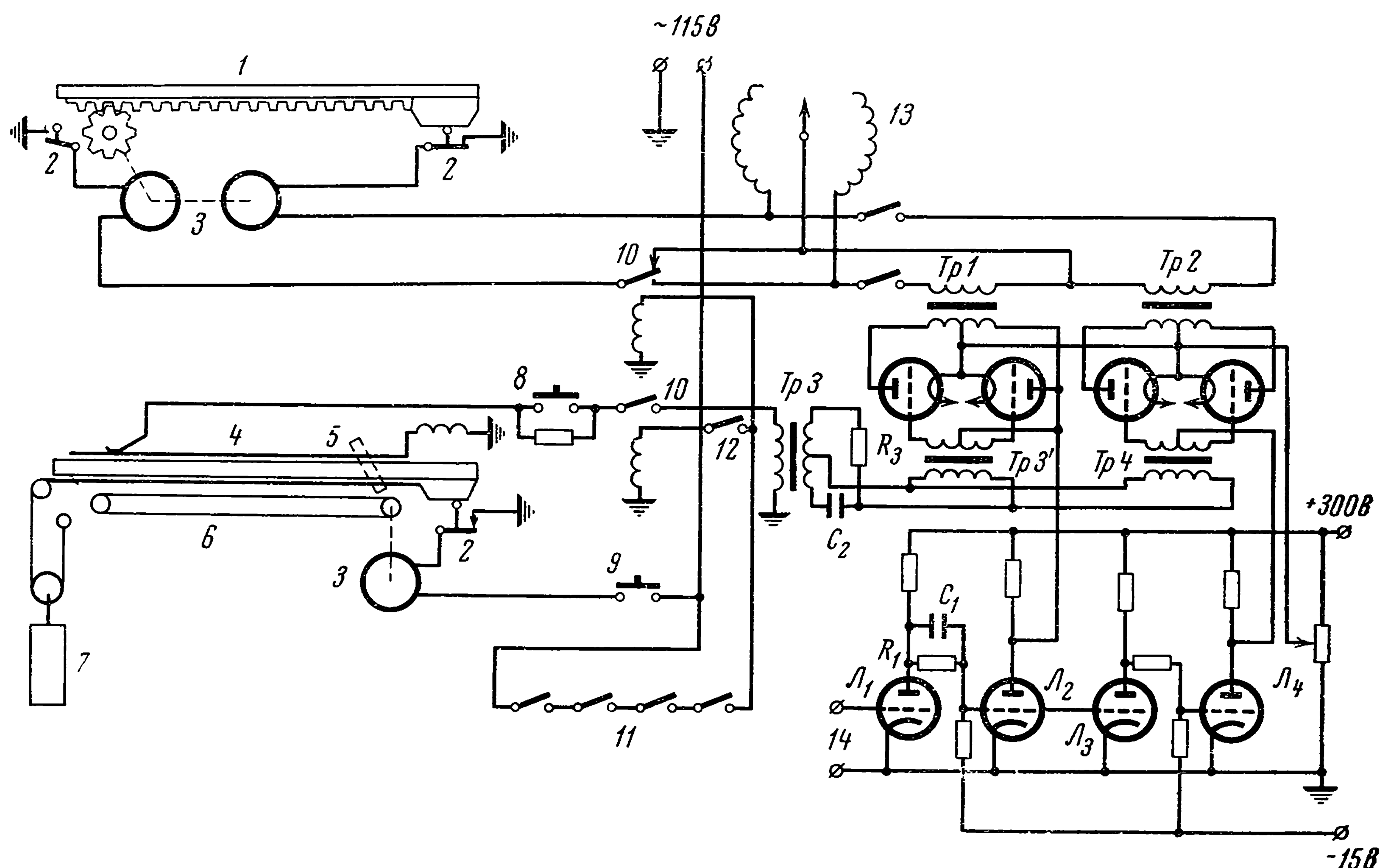


Рис. 14. Упрощенная схема блока управления

1 — управляющий стержень; *2* — ограничители; *3* — привод; *4* — аварийный стержень; *5* — захват, связанный с соленоидом; *6* — цепная передача; *7* — груз; *8* — кнопка возврата; *9* — кнопка движения; *10* — реле; *11* — аварийные и другие реле; *12* — деблокировка линии «авария»; *13* — ручное управление; *14* — вход со схемы ионизационной камеры

последовательно в этой цепи «авария!». В настоящее время установлены три автоматические аварийные цепи. Они работают от трех отдельных камер с BF_3 и питают отдельные реле. Если хотя бы одно из реле обесточивается, то линия «авария!» разрывается и все стержни посылаются в котел.

Другой частью блока управления является система ручного управления котлом. Она состоит из отдельных выключателей, освобождающих аварийные стержни, кнопки включения мотора обратной тяги для аварийных стержней, переключателя, восстанавливающего положение захвата соленоида, и двух регуляторов скорости (для разных направлений) установки регулирующего стержня. Эти регуляторы осуществлены просто в виде вариака, обмотка которого распределена так, что она представляет переменную индуктивность, включенную последовательно с каждым из двигателей. Таким образом, направление движения зависит от направления поворота рукоятки вариака, а скорость движения зависит от угла поворота.

Наконец, в блок управления входит автоматическое устройство, предназначенное для поддержания постоянной интенсивности с помощью передвижения регулирующего стержня. Это устройство применялось мало, так как регулирование интенсивности вручную оказалось очень нетрудным делом. Однако автоматическое устройство с улуч-

шенными характеристиками может оказаться очень полезным в работе экспериментаторов, а некоторая модификация такого устройства может оказаться необходимой для будущих промышленных установок. Из проделанных измерений напрашивается вывод, что в будущем система управления станет использовать температуру, а не нейтронную интенсивность, так как существует, по-видимому, стабильное соотношение между температурой и коэффициентом размножения котла. Это, однако, не изменит принципов точной регулировки. Если говорить о регулировке по интенсивности нейтронов, то кажется возможным сделать следующее предположение:

$$dn/dt = K_1 x,$$

где dn/dt — изменение интенсивности нейтронов, а x — расстояние стержня до нейтрального положения, при котором интенсивность остается неизменной.

Предположим далее, что управляющая система сконструирована так, чтобы скорость движения стержня была пропорциональна частично интенсивности нейтронов, а частично — изменению этой интенсивности, т. е.

$$dx/dt = -K_2 n - K_3\, dn/dt.$$

Знак минус указывает на то, что управляющая система противодействует всякому изменению интенсивности нейтронов. Дифференцируя второе уравнение, получаем

$$\frac{d^2x}{dt^2} + K_3 \frac{d^2n}{dt^2} + K_2 \frac{dn}{dt} = 0.$$

Производя подстановку из первого уравнения, находим

$$\frac{d^2x}{dt^2} + K_1 K_3 \frac{dx}{dt} + K_1 K_2 x = 0.$$

Таково уравнение движения стержня. Любое начальное состояние может быть выражено через начальную ошибку в положении стержня, и надо разыскивать такое решение, такое движение стержня, которое приводит к ликвидации этого возмущения. Как было найдено, движение такого типа устойчиво при $K_3 > \sqrt{(K_2/K_1)}$. Если это условие не соблюдено, то управление окажется неустойчивым, колебательным. Если выяснится, что для работы при высоких интенсивностях целесообразнее пользоваться температурной регулировкой, то стержень можно заменить на систему охлаждения, а x будет тогда означать скорость охлаждения. Для увеличения интенсивности будет необходимо увеличивать поток охлаждающего вещества. По-видимому, наиболее вероятно, что потребуется комбинация регулировки по температуре и по интенсивности, так как регулировка только по температуре может привести к неправильным переходным условиям.

В примененной системе интенсивность нейтронов измеряется ионизационной камерой. Можно считать, что ее выходной сигнал в некотором интервале пропорционален интенсивности нейтронов. Этот сигнал усиливается лампой $Л_1$ (рис. 14) и затем проходит через цепочку из сопротивлений R_1, R_2 и емкости C_1. Эта цепочка подобрана таким образом, чтобы (в том интервале частотных компонент, которые присущи любому

допустимому возмущению) на сетку следующей лампы $Л_2$ подавалось напряжение

$$e_q = K_4 n + K_5 dn/dt.$$

Постоянные K_4, K_5 в этом уравнении определяются значениями R_1, R_2 и C_1, которые могут быть подобраны так, чтобы добиться устойчивой работы всей системы.<...>

Итак, трансформаторы $Тр_1$ и $Тр_2$ совместно с тиратронами представляют автоматически изменяющийся импеданс, включенный последовательно с двигателями стержня. Вследствие того, что управляющие потенциалы, снимаемые с ламп $Л_2$ и $Л_4$, противоположны по знаку, увеличение интенсивности приводит к включению двигателя «ввод», а уменьшение интенсивности — двигателя «вывод».

Испытания этой системы показали, что с ее помощью можно добиться постоянства интенсивности в пределах $\pm 3\%$ при довольно больших возмущениях, например при вводе или выводе других стержней.

5. Выводы

Хотя накопленный нами опыт говорит о том, что простая регулировка вручную может обеспечить достаточно точное управление, он говорит также и о том, что возможно осуществить стабильную систему автоматической регулировки, которая может быть сделана гораздо более точной, чем существующая система. Поэтому в план нашей будущей деятельности, который уже начинает осуществляться, включены исследования по дальнейшей разработке и усовершенствованию подобной автоматики с тем, чтобы она была готова к тому времени, когда в ней появится необходимость.

Получено 27 июня 1952 г.
Институт ядерных исследований
Чикагский университет,
Чикаго 37, Иллинойс

К статье 102

Этот отчет интересен тем, что в нем дана оценка самых первых работ «английской» группы по созданию реактора с ураном и тяжелой водой. Историю взаимоотношений американских и английских групп атомников во время войны можно найти, например, в книгах Б. Гольдшмидта «Атомная проблема» (Атомиздат, 1964) и Р. Кларка «Рождение бомбы» (Госатомиздат, 1962).

Б. Понтекорво

102

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛОГО ВОДОРОДА В ЦЕПНОЙ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ*

После предварительного обсуждения общей ситуации мы перешли к подробному рассмотрению имеющихся отчетов. Обсуждались следующие отчеты:

B-119 Ф. Феннинг, Л. Коварский, Х. Зелигман. Образование и поглощение нейтронов в средах, содержащих U и H.

B-8 Г. Халбан, Л. Коварский. Изучение распределения плотности тепловых нейтронов в очень протяженной среде с точки зрения определения сечения захвата.

A-134 Г. Халбан, Е. Вигнер. Возможность резонансного поглощения в углероде.

Г. Халбан, Л. Коварский, Ф. Феннинг, Г. Фрейндлих. Данные, свидетельствующие о расщеплении дейтерия быстрыми нейтронами.

B-29 Г. Халбан, Л. Коварский. Доказательства потенциальной возможности расходящейся цепной реакции в системе, содержащей U и D (по опытам над системами с размерами ниже критических).

B-28 Г. Халбан, Л. Коварский. Технологические аспекты цепной ядерной реакции, используемой как источник энергии.

B-118 Ф. Феннинг, Х. Зелигман. Сечение захвата N, Mg, S, Ca и Pb.

Г. Юри, Е. Мерфри, Г. Халбан. Обсуждение вопросов использования урана со слегка увеличенным содержанием изотопа 235.

Наиболее существенным для нашего обсуждения является отчет B-29, в котором Халбан и Коварский приводят данные, интерпретируемые ими

---

* *The Utilization of Heavy Hydrogen in Nuclear Chain Reaction.* Отчет Колумбийского университета A-554. (Памятная записка проф. Э. Ферми и проф. Г. Юри о совещании, проходившем 6, 7 и 8 марта 1943 г.)

как доказательства того, что в системе типа гомогенной смеси U_3O_8 и D_2O может идти расходящаяся цепная реакция.

Отчет В-8 тех же авторов описывает измерения сечения поглощения кислорода, углерода и дейтерия.

Работа В-119 посвящена изучению размножительных свойств систем, содержащих уран и обычный водород, и выполнена методами, аналогичными использованным в отчете В-29. Хотя сама по себе указанная работа не относится к предмету нашего обсуждения, мы сочли ее важной с методической точки зрения.

В отчете «Данные, свидетельствующие о расщеплении дейтерия быстрыми нейтронами» обсуждаются некоторые результаты, указывающие на существование процессов $(n, 2n)$, что, по-видимому, может увеличить реактивность систем, содержащих дейтерий.

Критический обзор важных статей

В-29. «Доказательства потенциальной возможности расходящейся цепной реакции в системе, содержащей U и D (по опытам над системами с размерами ниже критических)», Халбан и Коварский, декабрь 1940 г. В статье описывается выполненная в конце 1940 г. работа, в которой было использовано около 112 *л* тяжелой воды в смеси с различными количествами порошка U_3O_8; они находились в алюминиевой сфере диаметром 60 *см*, окруженной жидким углеводородом. В центре системы помещался источник нейтронов, и с помощью диспрозиевых детекторов измерялась интенсивность нейтронов на различных расстояниях от центра. Интегральная по объему активность этих детекторов измеряется в углеводороде, окружающем сферу, при наличии и в отсутствие смеси тяжелая вода — уран внутри сферы. Авторы обнаружили возрастание этой интегральной активности при наличии смеси тяжелой воды и урана. Найденное возрастание составляет $(6 \pm 2)\%$ для смеси 380 атомов дейтерия на один атом урана и $(5 \pm 1{,}5)\%$ для смеси 160 атомов дейтерия на один атом урана.

Развивая теорию своего эксперимента, авторы приходят к уравнению

$$\nu_\infty - 1 = (q_{\text{внеш}} - 1)\frac{1-p}{q_{\text{внутр}}},$$

где ν_∞ — коэффициент размножения для бесконечно большого количества смеси (k в американских обозначениях); $q_{\text{внеш}}$ — отношение интегральных активностей снаружи сферы при наличии и в отсутствие смеси тяжелая вода — уран внутри сферы; $q_{\text{внутр}}$ — отношение числа тепловых нейтронов, поглощенных внутри сферы, к числу нейтронов, испускаемых первичным источником; p — доля нейтронов, поглощаемых ураном резонансно во время процесса замедления в бесконечно протяженной среде [$(1 - p)$ в обычных американских обозначениях].

Справедливость этой формулы, видимо, может оспариваться, так как в ней не учитываются нейтроны, которые замедляются снаружи сферы и затем поглощаются внутри нее. В замечании в конце статьи делается попытка учесть этот эффект. Однако не приводится никаких доказательств допустимости пренебрежения (при вычислении потока нейтронов через границу) вкладом субрезонансных нейтронов, которые еще не достигли тепловых энергий и поэтому не могут быть зарегистрированы диспрозиевыми детекторами. Возможные ошибки в результатах могли появиться также вследствие использования относительно толстых детекторов, как потому, что вблизи таких детекторов заметно уменьшается интенсивность нейтронов, так и потому, что поглощение диспрозия, вероятно, не подчиняется закону $1/v$. Мы не смогли прийти к определенному заключению о надежности выводов, делаемых в этой статье. Приводятся только конечные результаты сложных расчетов без какого бы то ни было указания на фактические экспериментальные данные, служившие основой для вычислений.

Авторы отчета B-119, вышедшего двумя годами позже, были уже полностью осведомлены о возможных ошибках использованного ранее метода и попытались внести некоторые улучшения. К сожалению, эти новые измерения относятся к свойствам системы, содержащей обычный водород, а прежние измерения с тяжелой водой не были повторены в улучшенных условиях. Кроме того, отсутствие информации о чистоте использованной окиси урана и о количестве легкой воды, присутствующей в D_2O, делает результаты несколько неопределенными. Использование более чистых веществ могло бы улучшить результаты.

В отчете B-8 говорится о методе определения сечений поглощения углерода, кислорода и тяжелой воды. Эти измерения были выполнены в разное время на протяжении 1940 г. Мы не думаем, что из этой статьи можно извлечь больше, чем порядок величины указанных сечений. Авторы полагают, что даваемая ими величина сечения углерода имеет погрешность всего лишь в несколько процентов, обусловленную ограниченностью использованных количеств поглощающего материала. Вычисления же, которые теперь можно провести на основании сделанных в Америке экспериментов, показывают, что эта ошибка не так мала, как полагали авторы, и приводит к множителю около $^2/_3$. Соответственно исправленное сечение углерода оказывается примерно вдвое меньше принятого сейчас значения. Аналогичные замечания относятся и к определению сечения кислорода, когда использовалась система даже еще заметно меньших размеров. Мы полагаем, что вряд ли можно доверять приводимым величинам сечения кислорода и дейтерия, поскольку в обоих случаях использовался одинаковый метод.

Интересное предположение делается в статье «Данные, свидетельствующие о расщеплении дейтерия быстрыми нейтронами». В этой статье приводятся данные, говорящие о том, что быстрые нейтроны от источника (Ra + + Be), сталкиваясь с дейтерием, вызывают реакцию $(n, 2n)$. Аналогичные эксперименты повторяются сейчас в Чикаго. Сомнительно, чтобы этот про-

цесс (n, $2n$) мог действительно оказаться очень важным фактором для цепной реакции с тяжелой водой. Действительно, лишь малая доля нейтронов, испускаемых при делении, обладает энергиями выше порога (3,3 *Мэв*), при котором эта реакция становится энергетически возможной. Так как значительная доля нейтронов источника (Ra + Be) имеет энергии гораздо больше энергии нейтронов деления, то сомнительно, чтобы какие бы то ни было заключения о поведении таких нейтронов можно было надежно распространить на случай нейтронов деления.

Сведения из других источников о реактивности систем уран — тяжелый водород

Для общего обсуждения свойств уран-тяжеловодных систем могут быть использованы те же самые методы, что и для расчетов уран-углеродных систем. Расчеты выполнялись как для гомогенных, так и для гетерогенных смесей; в эти вычисления входят следующие величины:

а) Число нейтронов, испускаемых при поглощении ураном одного теплового нейтрона. Для этого числа было принято значение $\eta = 1{,}32$. Судя по хорошо установленным данным о реактивности уран-углеродных систем, кажется очень маловероятным, чтобы η оказалось заметно больше этого значения.

б) Сечение поглощения на молекулу тяжелой воды было взято равным $8 \cdot 10^{-27}$ *см*. Такое значение приводится в упоминавшейся ранее статье Халбана и Коварского. Мы уже выражали некоторые сомнения в точности этого значения, но за неимением лучшего все-таки использовали его. Возможно, что действительная величина сечения окажется с равной вероятностью больше или меньше принятого значения; в этом случае реактивность системы будет соответственно меньше или больше вычисленной величины. Если сечение тяжелой воды или кислорода заметно больше использованного значения, то полученные теоретические результаты могли бы все же быть применены к системе, в которой замедляющей средой служит дейтеросоединение углерода приблизительного состава CD_2; сечения, принятые для данных расчетов, очень хорошо подходили бы для такой системы.

в) Имеющиеся в нашем распоряжении экспериментальные сведения не позволяют очень надежно оценить долю резонансно поглощаемых нейтронов для случая гомогенной системы. Для вычислений были использованы результаты, опубликованные в диссертации Г. Андерсона.

Приведем краткую сводку результатов вычислений. Для гомогенной системы наивысшее значение коэффициента размножения $k = 1{,}02$ достигается при содержании урана в системе, равном 16% по весу.

Для гетерогенной системы из металлического урана и тяжелой воды наивысшее значение коэффициента размножения составляет $k = 1{,}20$ когда блоки металлического урана имеют радиус около 2 *см*, а отношение

весов тяжелой воды и металлического урана находится между 2 и 3. Оцененный критический объем, соответствующий этим условиям, составляет около 7 *м*^{3}; он, видимо, может быть еще уменьшен, если использовать подходящие отражатели, окружив систему, например, обычной водой.

В системе размещенных в тяжелой воде алюминиевых труб с UF_6 коэффициент размножения, вычисленный с должным учетом потерь в алюминиевых трубах, составляет $k = 1{,}11$. Это значение вычислено для труб диаметром около 10 *см* с толщиной стенок 2 *мм*, размещенных в квадратной решетке с размерами ячейки около 25 *см*. Критический объем, соответствующий этому случаю, составляет около 20 *м*^{3} и опять-таки может быть уменьшен с помощью соответствующих отражателей.

Несмотря на то что примененная здесь теория полностью аналогична теории уран-графитовых систем, для которых теперь имеются довольно надежные экспериментальные данные, мы не склонны считать полученные результаты столь же достоверными. Мы уже упоминали значительные неточности в сечении поглощения кислорода. Дополнительные неточности возникают вследствие того, что реакция $(n, 2n)$ или образование фотонейтронов на дейтерии, может быть, и дают заметный вклад в реакцию. Из лучших оценок этого вклада, которые можно сделать, следует, что он вряд ли играет очень важную роль. Однако существует очень мало экспериментальных доказательств за или против такого заключения. Кроме того, следует заметить, что результаты для гомогенной смеси менее надежны, так как у нас нет экспериментальных данных о свойствах гомогенных систем для графит-урановых смесей.

Сводка данных

Сравнение экспериментов Халбана и теоретических ожиданий для случаев гомогенной смеси обнаруживает очень серьезное разногласие. Халбан и Коварский заключают, что ν_∞ (или наше k) гомогенной системы составляет $1{,}18 \pm 0{,}07$, тогда как теория приводит к значению всего лишь 1,02. К сожалению, ни теория, ни эксперименты не свободны от серьезных возражений, так что мы не в состоянии прийти к заключению, которому можно было бы доверять. Если экспериментальные результаты Халбана верны, то в гомогенной системе, содержащей несколько тонн тяжелой воды, может пойти цепная реакция. В таком случае инженерные преимущества, связанные с использованием столь простой системы, были бы достаточно велики, чтобы оправдать гораздо более серьезные усилия по производству тяжелой воды. Если же, напротив, верны теоретические оценки, то гомогенные системы, если и оказались бы вообще возможными, имели бы размеры, почти запрещающие их использование. Даже если предположить, что в этом случае оценочное значение коэффициента размножения содержит заметную ошибку, сделанную в пессимистическую сторону, то и

тогда критическое количество составляло бы около 100 тонн тяжелой воды. С другой стороны, нам кажется, что, независимо от заключений о свойствах гомогенных систем, гетерогенные системы открывают очень обещающие возможности. Привлекательными характеристиками этих систем являются их малый размер, очевидное достоинство гексафторидной системы и некоторые упрощения инженерных задач.

Рекомендуемая программа экспериментов на ближайшее будущее

Существующее сейчас состояние неуверенности в возможностях тяжелой воды могло бы несколько проясниться, если провести дальнейшие эксперименты с использованием доступных сейчас количеств этого вещества. Если бы новые эксперименты подтвердили результаты Халбана и его коллег, то это могло бы привести к значительному увеличению внимания к программе работ с тяжелой водой.

Было бы очень желательно повторить первоначальные эксперименты Халбана и Коварского, выполненные более двух лет назад, с возможными теперь улучшениями метода, как в смысле чистоты материалов, так и детектирующих устройств. После этого следовало бы рассмотреть возможность введения смеси урана с тяжелой водой в чикагский котел. Проверка изменения реактивности котла дала бы ценные указания на характеристики системы.

С окончательной проверкой применимости тяжелой воды следует подождать до выработки нескольких тонн тяжелой воды. Планы экспериментов должны быть составлены заранее и должна быть проведена необходимая подготовка, с тем чтобы получить результаты вскоре после прибытия материалов.

К статье 103

Первоначальный Вест-Стэндский котел, наименованный CP-1, прожил недолго. После трех месяцев исследований на нем было получено достаточно сведений, чтобы знать, как перестроить его, внеся многочисленные усовершенствования. К тому времени было закончено строительство здания на Аргоннском участке, а в Чикаго приехала большая группа молодых и энергичных инженеров компании Дюпон для овладения новым мастерством. Они были незамедлительно использованы на укладке графитовых брусков, так что в середине марта 1943 г. вновь построенный в Аргонне котел CP-2 достиг критичности.

Первоочередными работами на Аргоннском котле были исследования, связанные с важным заданием — спроектировать и испытать подходящую защиту от радиации для тех производящих котлов, которые должны были строиться на так называемом «участке W» (Хэнфорд, штат Вашингтон).

Г. Андерсон

103

ИСПЫТАНИЕ ЗАЩИТЫ ДЛЯ КОТЛА УЧАСТКА W *

(Совместно с У. Зинном)

Мы только что закончили предварительный анализ результатов испытания защиты. Полученные данные дают возможность высказать достаточно удовлетворительные рекомендации по котлу участка W.

В прилагаемой таблице указаны числа нейтронов и γ-квантов, исходящих от различных видов защиты того типа («сэндвич» из железа и парафина), который был нами использован. Перед защитой ставился слой «мертвого» графита [1] 70 *см*.

Ослабление γ-излучения экспериментальной защитой составляет $5{,}4 \cdot 10^7$. Есть основания полагать, что при увеличении толщины Fe с 10,2 до 30,6 *см* можно ожидать дополнительного уменьшения интенсивности нейтронов всего лишь в два раза. При этом полное ослабление интенсивности нейтронов должно составлять $3 \cdot 10^8$. Эти цифры относятся к защите типа «сэндвич» с составом, указанным в последней строке таблицы.

Если принять, что мощность котла W будет составлять 250 000 *квт*, то для оценки радиационной опасности при 8-часовом дне приводимые цифры должны быть умножены на $7 \cdot 10^9$.

---

* *Tests on a Shield for the Pile at Site W.* (With W. Zinn.) Отчет CP-684 (25 мая 1943 г.).

[1] Слой графита без урана.— *Прим. ред.*

Если принять, что 10^9 γ-квантов эквивалентны $1p$ излучения, то котел W при таком сэндвиче даст 0,14 p за 8-часовой день. Число нейтронов будет равно $3{,}5\cdot10^7$ на $см^2$ за 8-часовой день.

Эти оценки гамма- и нейтронного излучения, испускаемого котлом W, должны быть несколько уменьшены, так как котел W значительно больше Аргоннского и потому излучение будет распределено по большей площади. Коэффициент, учитывающий это уменьшение, может достигать 2. Исходя из радиационных показателей, целесообразно, видимо, рекомендовать введение дополнительного водородного слоя в последние 30 *см* Fe. Действие этого слоя будет аналогично действию двух предыдущих слоев и должно сделать эту защиту вполне отвечающей всем требованиям.

То, каким именно образом чередовать слои водородсодержащего вещества с Fe, по-видимому, не очень существенно. Более практичным может оказаться, например, использование большого числа более тонких слоев водородсодержащего вещества. Необходимо, однако, в первой части защиты ставить Fe довольно существенной толщины, для того чтобы в первом водородном слое избежать осложнений, связанных с тепловыделением и диссоциацией. С этой точки зрения очень удачно, что Fe является эффективным поглотителем тепловых нейтронов.

Если в качестве водородсодержащего материала использовать прессованное дерево или мазонит, то толщина водородного слоя должна быть несколько увеличена. Так, для мазонита, содержащего 6% водорода и имеющего плотность 1,3 $г/см^2$, указанные толщины должны быть увеличены примерно в 1,5 раза.

Толщина (*см*) и состав защиты	Нейтронов/$см^2\cdot сек\cdot квт$	γ-квантов/$см^2\cdot сек\cdot квт$
0	$1{,}7\cdot10^3$ (преимущественно тепловые нейтроны)	$1{,}08\cdot10^6$
7,6 Fe	$1{,}1\cdot10^4$	$3{,}8\cdot10^5$
26,7 Fe	1100 (преимущественно быстрые нейтроны)	3400
26,7 Fe + 19 CH_2	30 (преимущественно тепловые нейтроны)	2700
26,7 Fe + 19 CH_2 + 7,6 Fe		470
26,7 Fe + 19 CH_2 + 18,1 Fe	0,3 (преимущественно тепловые нейтроны)	47
26,7 Fe + 19 CH_2 + 18,1 Fe + 15,2 CH_2		40
26,7 Fe + 19 CH_2 + 18,1 Fe + 15,2 CH_2 + + 10,2 Fe	0,01	4
26,7 Fe + 19 CH_2 + 18,1 Fe + 15,2 CH_2 + + 20,4 Fe		0,3
26,7 Fe + 19 CH_2 + 18,1 Fe + 15,2 CH_2 + +30,6 Fe		0,02

К статье 104

Аргоннский котел использовался в первую очередь для работ, связанных с конструированием хэнфордских установок. Но котел имел одну особенность, которая сильно привлекала Ферми,— очистительное устройство для тепловых нейтронов, т. е. колонну из графита, установленную сверху котла. Такая колонна могла обеспечить экспериментаторов тепловыми нейтронами во вполне заметном количестве и почти без примеси нейтронов более высоких энергий. Это и была «тепловая колонна», которая стала непременной частью почти всех последующих экспериментальных котлов.

Опыты с тепловой колонной привели к новому открытию. Нейтроны, исходившие из нее, вообще имели «неправильное» энергетическое распределение: преобладали нейтроны очень малых энергий. Довольно быстро причины этого эффекта были прослежены; они состояли в интерференционных явлениях брэгговского типа на нейтронах.

В моей группе тогда была мисс Леона Вудс, которая стала одной из ближайших сотрудниц Ферми. Летом 1943 г. она вышла замуж за Джона Маршалла, члена той же группы.

Г. Андерсон

Весной и летом 1942 г. несколько только что получивших диплом студентов, главным образом Колумбийского и Чикагского университетов, пополнили ряды Металлургической лаборатории. Я была одной из них. Мне довелось работать с Ферми над графитовым котлом, видеть окончание его сооружения и запуск, принимать участие в первых экспериментах на нем. Затем, после переноса котла на Аргоннский участок, наша группа продолжала работу там.

Отношения в нашей группе с самого начала были непринужденными. Когда мы работали в Чикаго, у нас установился приятный обычай: ежедневно, ближе к вечеру, ходить купаться на озеро Мичиган, за мол. По воскресным дням мы ездили на велосипедах или гуляли по заповедному лесу, где позднее была построена Аргоннская лаборатория. Если в лаборатории были посетители, мы захватывали их с собой.

Ферми любил демонстрировать свою сверхвыносливость — способность проплыть дальше, пройти дальше, вскарабкаться выше, устав гораздо меньше,— и обычно с успехом. Точно так же он любил выигрывать в «ножички», «блошки» или теннис — и обычно выигрывал. Эти черточки непринужденности и жизнерадостности в характере Ферми облегчали молодым сотрудникам знакомство с ним. В компании с Ферми было удивительно покойно; он редко бывал раздражительно-нетерпелив, обычно он был безмятежен и слегка всем развлекался.

Во время прогулок и заплывов мы говорили о ветре и волнах, о геофизике, происхождении солнечной системы, новых и сверхновых звездах, и о мире физики. Довольно характерной чертой Энрико было то, что он подчеркнуто не любил начинать по своей инициативе разговоры о политике и экономике или о философии и гуманизме, и его редко удавалось втянуть в подобные дискуссии. Не представляло особого интереса для него также изобразительное искусство. Так, однажды, когда его увлекли на выставку портретной живописи, он провел это время, анализируя статистику соотношения между длиной ног и ростом у людей восемнадцатого столетия.

В часы отдыха, вдали от лаборатории, его беседы редко носили поучающий характер. Он просто рассказывал о том, что его занимало, по мере того как мысли, навеянные свободными ассоциациями, приходили ему на ум. Он обрисовывал свои идеи качественно и коротко, так что вы улавливали образ, но испытывали потребность в более глубоком понимании. Такого же типа краткость была присуща и его серьезным лекциям, в которых он образно и четко рисовал основные принципы, но редко останавливался на деталях. Студенты, покоренные широтой охвата проблемы, испытывали также и танталовы муки желания разобраться в громадном количестве промелькнувших перед ними новых задач.

В совместной работе над экспериментом Ферми проявлял гибкость и готовность выслушать предложения. Он говорил, что у него меньше технического опыта, чем у экспериментаторов, и поэтому при подготовке оборудования он оказывал экспериментаторам лестную для них помощь, а не они ему. Но на следующих стадиях эксперимента он играл ведущую роль в кристаллизации представлений о том, какие величины измеримы и значимы.

Особенно внушительно Ферми выглядел в анализе данных. Например, он уверял, что величину интеграла можно найти численно за меньшее время, чем разыскать его в таблицах, и заставлял своих коллег совершать молниеносные манипуляции на логарифмических линейках, чтобы успеть снабдить цифрами его скоростное интегрирование с помощью настольной вычислительной машинки. В последний год перед смертью он учился пользоваться большими вычислительными машинами в Лос-Аламосе и так же подчинил их своим целям, как когда-то настольную машинку.

Л. Маршалл

104

ПОЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОНОВ МАЛОЙ ЭНЕРГИИ ФИЛЬТРОВАНИЕМ ЧЕРЕЗ ГРАФИТ *[1]

(Совместно с Г. Андерсоном и Л. Маршалл)

При пропускании пучка тепловых нейтронов через блок графита длиной 23 *см* получены нейтроны с энергией, гораздо меньшей тепловой. В таком блоке брэгговское рассеяние удаляет все нейтроны с длиной волны, меньшей максимальной для графита брэгговской длины волны 6,69 Å. Измерение поглощения прошедших через фильтр нейтронов в боре показало, что их эффективная длина волны составляет 7,15 Å, что

---

* *Production of Lo w Energy Neutrons by Filtering Through Graphite.* (With H. Anderson and L. Marshall.) Phys. Rev., 1946, 70, 815—817.

[1] В этой статье описаны результаты работы, выполненной в Металлургической лаборатории Чикагского университета по контракту W-7401-eng-37 с Манхэттенским проектом.

соответствует температуре нейтронов 18°К. Сечение графита для прошедших через фильтр нейтронов составляет 0,70 × 10^{-24} *см*². Часть рассеяния вызывается некогерентностью, возникающей вследствие теплового движения атомов кристалла. Это было продемонстрировано тем, что при нагревании кристалла наблюдалось возрастание сечения. Прошедшие через фильтр нейтроны были использованы для демонстрации интерференционных эффектов на других веществах, как, например, Be, Bi, S. Для воды найдено четырехкратное возрастание сечения рассеяния на водороде, обусловленное химической связью.

В статье описывается простой метод получения пучка нейтронов, средняя энергия которых гораздо меньше энергии, соответствующей комнатной температуре. Метод состоит в пропускании обычных тепловых нейтронов через длинный и узкий блок графита. В результате рассеяния на графите, как будет показано ниже, из пучка выводятся все нейтроны за исключением нейтронов очень малых энергий.

На графитовом ядерном котле, построенном в Аргоннской лаборатории, была сооружена графитовая колонна с основанием 5 × 5 *фут*² и высотой 7 футов. Эта колонна возвышалась над котлом и проходила сквозь отверстие в защите, окружающей весь котел. Быстрые нейтроны, испущенные котлом, замедляются в нижней части колонны, так что вверх по колонне диффундируют преимущественно только тепловые нейтроны. Таким способом можно получить тепловые нейтроны, почти целиком очищенные от нейтронов более высоких энергий.

Для нейтронов, выходящих через верхний торец колонны, мы попытались измерить сечение для бора. Оно оказалось равным 867 · 10^{-24} *см*²/*атом*, что было заметно больше значения 770 · 10^{-24} *см*²/*атом*, полученного при несколько более короткой колонне. Эти результаты говорили о том, что нейтронам малой энергии пройти через большие толщи графита легче, чем нейтронам с энергией, соответствующей хвосту максвелловского распределения.

Чтобы изучить этот эффект более систематически, был создан пучок с хорошей геометрией (рис. 1). Для увеличения интенсивности при сохранении хорошей колли-

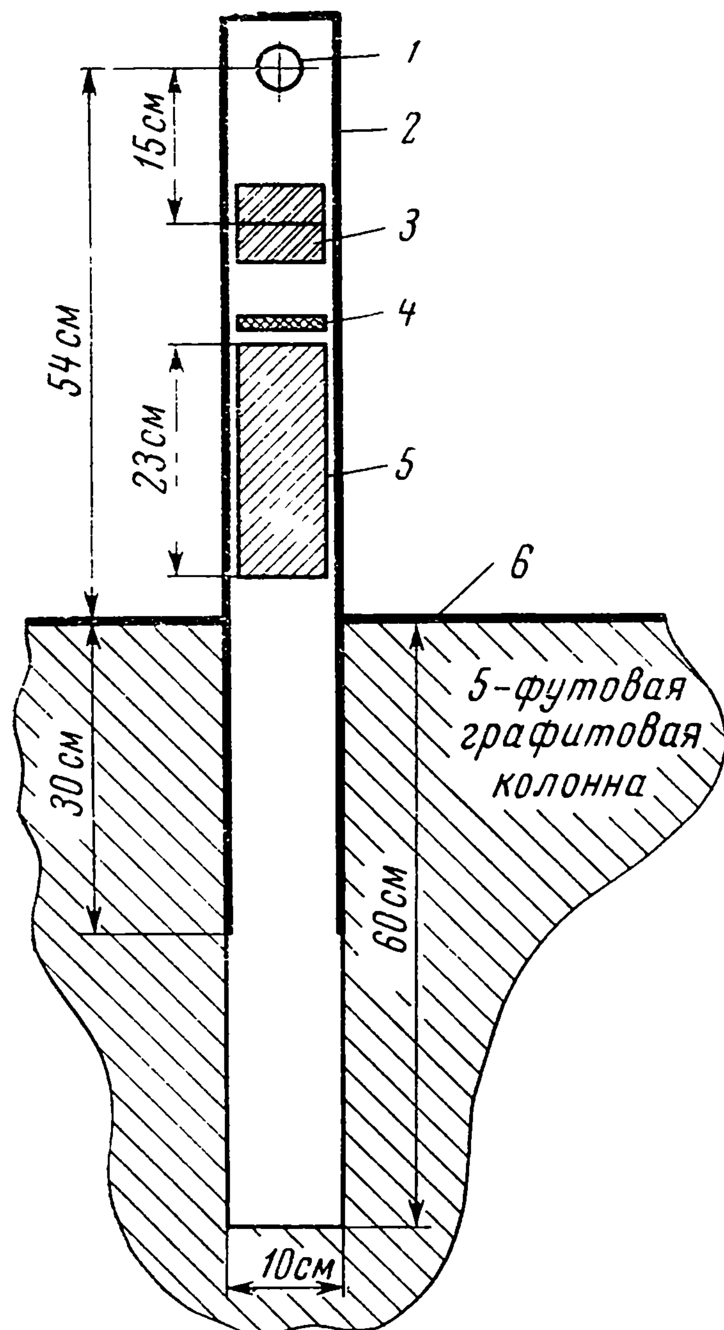


Рис. 1. Схема эксперимента

1 — счетчик с BF_3; *2* —кадмиевая защита; *3* — образец; *4* — удаляемая кадмиевая пластина; *5* — графитовый фильтр; *6* — кадмий

мации были использованы нейтроны, испускаемые из нижней части двухфутового углубления, сделанного в графитовой призме. Далее они проходили через графитовый фильтр (который мог удаляться), затем через образец, пропускание которого подлежало определению, и поступали в пропорциональный счетчик с BF_3, служивший детектором. Вся установка закрывалась кадмием для защиты от блуждающих тепловых нейтронов. Над графитовым фильтром могла помещаться кадмиевая пластина, служившая для измерения фона. Небольшой фон, найденный при постановке кадмиевой пластины, везде вычтен из результатов измерений.

Методом пропускания были измерены полные сечения ряда веществ как при постановке графитового фильтра длиной 23 *см*, так и без него. Результаты приведены в табл. I.

Таблица I

Пропускание нейтронов, прошедших через фильтр

Вещество	Толщина, *г/см²*	Фильтра нет		Графитовый фильтр длиной 23 *см*	
		логарифм пропускания	σ, 10^{-24} *см²/атом*	логарифм пропускания	σ, 10^{-24} *см²/атом*
C (графит)	12,96	2,639	4,05	0,453	0,70
Пирекс	0,241	0,437		1,537	
Be	4,52	0,977	3,25	0,219	0,73
Be	9,04	1,693	2,82	0,424	0,71
$^1/_2\,D_2O$	4,352	2,008	7,65	2,275	9,44
$^1/_2\,H_2O$	0,455			2,61	85,8
$^1/_2\,H_2O$	0,235			1,461	82,5
Bi	76,39	1,469	6,68	0,226	1,03
S кристалл.	19,91	0,617	1,66	1,08	2,89
S аморфная	8,02	0,530	3,52	1,063	7,06
S аморфная (на след. день)	8,02			0,497	3,31

В первой графе указывается образец, во второй — его толщина в *г/см²*. В третьей и четвертой графах приведены значения логарифма пропускания и полного сечения σ в единицах 10^{-24} *см²/атом*, полученные без фильтра. В пятой и шестой графах приводятся значения этих величин, полученные для нейтронов, прошедших через 23 *см* графита.

Обращает на себя внимание резкое уменьшение сечения рассеяния на углероде с $4{,}05\cdot10^{-24}$ *см²/атом* до $0{,}70\cdot10^{-24}$ *см²/атом*. Логарифм пропускания пластин из пирекса (содержавших бор) при постановке фильтра возрастает в 3,5 раза. Это соответствует более чем 12-кратному уменьшению энергии нейтронов при прохождении через графитовый фильтр.

Так как графит является поликристаллическим веществом, то брэгговское отражение приводит к рассеянию всех нейтронов, длина волны которых меньше удвоенного максимального расстояния между соседними плоскостями решетки [2]. Нейтроны малой энергии проходят через фильтр потому, что их длина волны больше максимального расстояния между соседними плоскостями решетки в кристаллах графита. Для таких нейтронов интерференция происходит во всех направлениях, за исключением направления прохождения.

Использованные в этих экспериментах пластины пирекса были прокалиброваны Э. Брэгдоном, Э. Ферми, Дж. Маршаллом и Л. Маршалл, которые определили их пропускание в зависимости от скорости нейтронов, используя механический селектор скоростей. Чтобы получить среднюю скорость нейтронов по измерению пропускания в боре, надо сделать некоторые предположения о распределении скоростей нейтронов, так как необходимо учесть ужестчение пучка при прохождении через пластины пирекса. Для нейтронов, исходящих из углубления графитовой колонны, можно принять максвелловское распределение и вычислить поправку на ужестчение по Бете [3]. Таким методом мы нашли, что энергия kT нейтронов, выходящих из углубления, составляет 0,023 *эв*, что на 10% меньше энергии, соответствующей комнатной температуре. Эта разница обусловлена скорее всего частичной фильтрацией нейтронов, исходящих из углубления.

Для нейтронов, прошедших через 23 *см* графита, измерения пропускания с помощью пластин пирекса дали эффективную скорость нейтронов 533 *м/сек*. Это соответствует эффективной длине волны нейтронов, равной 7,15 Å. Под эффективной длиной волны подразумевается то значение, которое было бы найдено при равенстве скоростей всех нейтронов. Для графита наибольшая брэгговская длина составляет 6,69 Å. Определенное нами значение эффективной длины волны выше указанного вследствие низкоэнергетической части максвелловского распределения. При более длинном фильтре мы получили еще бóльшую величину эффективной длины волны. Это говорит о том, что фильтрующее действие образца длиной 23 *см* не является полным. Похожие эффекты были найдены также для Be и Bi, хотя оба эти ядра имеют отличный от нуля спин.

Для воды было обнаружено четырехкратное возрастание сечения по сравнению со значением $21 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}, измеренным [4] при энергии 1,44 *эв* (резонанс индия). Такое возрастание вследствие влияния химической связи предсказывалось ранее [5]. Влиянием химической связи, по-видимому, объясняется также и возрастание сечения D_2O.

---

[2] W. M. Elsasser. Comptes rendus, 1936, 202, 1029; G. C. Wick. Physik. Zeits., 1937, 38, 403.

[3] H. A. Bethe. Rev. Mod. Phys., 1937, 9, 136. (См. перевод: Г. Бете. «Физика ядра», М.—Л., 1948, стр. 131.— *Ред*).

[4] H. B. Hanstein. Phys., Rev., 1941, 59, 489.

[5] E. Fermi. Ric. Scient., 1936, 7, 13 (статья 74.); H. A. Bethe. Rev. Mod. Phys., 1937, 9, 127. (см. перевод: Г. Бете. «Физика ядра», стр. 109.— *Ред*.)

Интересен случай серы. Для прошедших фильтр нейтронов сечение серы, приготовленной в аморфном состоянии, составило $7{,}06\times10^{-24}$ *см*², т. е. в два раза больше сечения того же образца для тепловых нейтронов, не пропускавшихся через фильтр. По-видимому, это возрастание вызвано «согласованным» рассеянием на агрегатах атомов серы, размеры которых малы по сравнению с длиной волны нейтрона. Рассеяние на таких агрегатах, состоящих из атомов, пропорционально не n, а n^2. На следующий день сечение того же самого, но частично кристаллизовавшегося образца уменьшилось.

Таблица II

Влияние температуры на рассеяние графитом нейтронов, прошедших через фильтр

Температура рассеивателя, °C	Полное сечение, 10^{-24} *см²/атом*	Температура рассеивателя, °C	Полное сечение, 10^{-24} *см²/атом*
20	0,71	254	1,33
69	0,84	370	1,92
117	0,97		

Для демонстрации влияния теплового движения атомов кристалла на условия интерференции изучалось поведение сечения рассеяния графита толщиной 15,4 *г/см²* для прошедших через фильтр нейтронов в зависимости от температуры рассеивателя. Рассеиватель нагревался ацетиленовой горелкой; его температура измерялась термопарой. В этих экспериментах не было достигнуто полное температурное равновесие, но эффект был очевиден. Результаты опытов приведены в табл. II. Они ясно показывают, что тепловое движение атомов кристалла действует в сторону нарушения условий интерференции.

Получена 19 сентября 1946 г.
Металлургическая лаборатория, Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс

К статье 105

В Аргоннской лаборатории к Ферми вернулась именно та рабочая обстановка, которая нравилась ему. Его лаборатория еще несла некоторые обязательства в связи с Хэнфордскими котлами, но вопросы физики ядерных реакторов, ранее отнимавшие у него все время, перестали быть столь срочными, как в прошлом. Инженерные проблемы реакторов изучались в других местах. К концу осени 1943 г. центр этой деятельности переместился в Ок-Ридж, штат Теннесси, известный тогда под именем «участок X» или «Клинтонский машиностроительный завод». Там строилась полупромышленная установка, которая была недостаточно велика, чтобы обеспечить производство плутония для бомбы, но могла обеспечить проверку методов химического выделения плутония из урана. Там были также построены установки по разделению изотопов, которые в то время уже вырабатывали небольшие количества урана, обогащенного U^{235}. В Хэнфорде, штат Вашингтон («участок W») компания Дюпон развертывала строительство котлов для производства плутония. В лабораториях Лос-Аламоса, штат Нью-Мексико (известного как «участок Y»), развертывались исследования, более тесно связанные с бомбой.

Итак, в Аргоннской лаборатории, в 20 милях от Чикаго, Ферми смог на некоторое время вернуться к чисто физическим исследованиям, которые привлекали его больше всего. Условия работы были отличными; имелся прекрасный лес для прогулок; молодые энтузиасты горели желанием работать; преданные последователи были готовы помочь изготовить — или достать любым иным образом — всякий прибор, который ему понадобится.

Г. Андерсон

Высокие интенсивности пучков нейтронов, получаемых от котла, сделали возможным осуществление нескольких устройств, и среди них механического селектора скоростей нейтронов. Селекторы скоростей, основанные на принципе Физо, были знакомы физикам уже давно; когда обнаружилось, что нейтроны имеют тепловые скорости, была сделана попытка подтвердить это с помощью механических приборов (см. статью 63).

Большая интенсивность «котельных» нейтронов позволила на несколько порядков улучшить разрешение, достижимое с помощью селектора скоростей. Встала задача получения истинно монохроматических пучков для использования в экспериментах, а не грубой демонстрации спектра скоростей нейтронов.

Селектор скоростей, описанный в статье 105, Ферми разработал в Лос-Аламосе, во время приезда из Чикаго, с некоторой моей помощью. Это еще один пример стиля работы Ферми: обсуждение возможности создания прибора вело к конкретному проекту, осуществляемому немедленно. Ферми уехал из Лос-Аламоса с подробным эскизом прибора, который был затем построен в Аргоннской лаборатории.

Э. Сегре

105

СЕЛЕКТОР СКОРОСТЕЙ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЯ БОРА *

(Совместно с Дж. Маршаллом и Л. Маршалл)

Описывается механический селектор скоростей, предназначенный для изучения монохроматических нейтронов в области энергий ниже 0,3 *эв*.

Этот прибор был использован для измерения сечения бора, которое оказалось равным $703 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2} для нейтронов со скоростью 2200 *м/сек*.

Введение

Медленные нейтроны, исходящие из различных замедлителей самой разнообразной геометрической формы, имеют средние скорости, по величине сравнимые со скоростью теплового движения, но никак не равные ей. Наблюдаются большие отклонения как в ту, так и в другую сторону, причем эффект зависит от природы и геометрии замедлителя. Это явление было замечено в нескольких экспериментах [1–4].

В статье приводится несколько типичных примеров различия средней скорости медленных нейтронов при использовании различных замедлителей. Такие различия отмечаются по изменению поглощения в боре. Поскольку в опытах с медленными нейтронами бор часто используется как стандартное вещество, его сечение было определено также для монохроматических нейтронов. Пучок монохроматических нейтронов был получен с помощью селектора скоростей нового типа, работающего совместно с тепловой колонной Аргоннского графитового котла.

Значения температуры, найденные для нейтронов, которые исходят из различных замедлителей и сочетаний замедлителей, по-видимому, согласуются с ожидаемыми для отдельных использованных сочетаний. Найдено, что в пределах экспериментальной точности метода сечение бора меняется по закону $1/v$ и для скорости 2200 *м/сек* составляет $703 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}*/атом*.

---

* *A Thermal Neutron Velocity Selector and its Application to the Measurement of the Cross-Section of Boron.* (With J. Marshall and L. Marshall.) Phys. Rev., 1947, **72**, 193—196.

[1] J. Rainwater, W. W. Havens, Jr., Phys. Rev., 1946, **70**, 136.

[2] W. W. Havens, Jr., J. Rainwater. Phys. Rev., 1946, **70**, 154.

[3] J. H. Manley, L. J. Haworth, E. A. Luebke. Phys. Rev., 1946, **69**, 405.

[4] R. F. Bacher, C. P. Baker, B. D. McDaniel. Phys. Rev., 1946, **69**, 443.

Температура нейтронов от различных источников

Используя тепловую «очистительную» колонну графитового котла Аргоннской лаборатории в качестве первичного источника нейтронов, мы провели ряд измерений сечения бора. Детектором во всех случаях являлся пропорциональный счетчик, наполненный газообразным BF_3. С помощью кадмиевых диафрагм достигалась малая угловая дисперсия нейтронного пучка.

В этих экспериментах как поглотитель, так и детектор были сделаны из бора, так что и в том, и в другом нейтроны поглощались по закону $1/v$. Поэтому для вычисления сечения бора для моноэнергетических нейтронов энергии kT (T — абсолютная температура максвелловского распределения нейтронов, испускаемых источником) можно было использовать метод внесения поправок, указанный Бете [5]. Далее, поскольку сечение для нейтронов скорости 2200 *м/сек* (kT при 293° К) известно, можно определить эффективную температуру нейтронного пучка. Следует подчеркнуть, что определяемые таким образом эффективные температуры зависят от предположения о максвелловском характере распределения нейтронов пучка по скоростям. Для большинства изученных источников это предположение, безусловно, не является точно выполненным.

Результаты экспериментов приведены в табл. I. Из этой таблицы сразу видно, что эффективная температура нейтронного пучка сильно зависит от источника нейтронов. Температура тепловой колонны при этих экспериментах была около 30° С или 303° К.

Источник, обозначенный как случай 1, образует низкотемпературные нейтроны вследствие фильтрующего действия графита, находящегося в котле и тепловой колонне [6]. Очень медленные нейтроны, длина де-бройлевской волны которых превышает периодичности, встречающиеся в кристаллах графита, рассеиваются очень мало и легче достигают поверхности колонны, чем более быстрые нейтроны. В случае 2 из пучка преимущественно удаляются более медленные нейтроны, так как для них сечения поглощения и рассеяния на водороде больше и, кроме того, при бóльших энергиях рассеяние вперед предпочтительнее. Тяжелая вода (случай 3) оказывает аналогичное действие, так как для соединений дейтерия зависимость от энергии и сечения рассеяния и коррелированности путей между последовательными соударениями походит на зависимость для соединений водорода. Поэтому эффективная температура нейтронов возрастает со 198° до 288° К. Близость этого значения к действительной температуре тяжелой воды является, видимо, случайной. В случае 4 очень сильно сказывается фильтрующее действие графита. В этом случае графитовая колонна настолько длинна, что почти ни один «теплый» нейтрон не может

[5] H. A. Bethe. Rev. Mod. Phys., 1937, 9, 134. (См. перевод: Г. Бете. «Физика ядра», стр. 129.— *Ред.*)

[6] H. L. Anderson, E. Fermi, L. Marshall. Phys. Rev., 1946, 70, 815. (Статья 104.)

Таблица I

Источник нейтронов	Поглотитель	Сечение для kT-нейтронов, 10^{-24} *см*^{2}	Эффективная температура, °К
1. Пучок от поверхности тепловой колонны	Газообразный BF_3	$\sigma_B = 855$	198
2. Пучок, прошедший через пластину парафина толщиной 3,7 *см*	Газообразный BF_3	598	408
3. Пучок, прошедший через 7,6 *см* тяжелой воды при 33,7° в контейнере диаметром 18 дюймов	Газообразный BF_3	(Приведено к 20,4° С) $\sigma_B = 710$	288
4. Пучок, прошедший через графитовую колонну сечением 10×10 *см*^{2} и длиной 22 *см*	Пластины пирекса, калиброванные по селектору скоростей	2800	18,4
5. Пучок из канала (глубиной 125 *см* и сечением 10×10 *см*^{2}) в тепловой колонне	Газообразный BF_3	701	293
6. Пучок из «черной полости» в тепловой колонне; полость сечением 10×10 *см*^{2} и высотой 22 *см* соединялась с поверхностью тепловой колонны трубой из кадмия длиной 42 *см* и внутренним диаметром 2,5 *см*	Газообразный BF_3	755	255

пройти это расстояние, не испытав рассеяния. Большинство же нейтронов, претерпевших рассеяние, выводится из пучка. Случай 5 представляет довольно хорошее приближение к температуре источника. Состав нейтронов пучка, исходящего от глубокого канала, должен точно соответствовать составу нейтронов на дне канала. По существу — это случай реализации черного тела в виде полости в раскаленной стене. Ожидалось, что случай 6 будет хорошо соответствовать комнатной температуре. Этого сделать не удалось, вероятно, потому, что канал был недостаточно глубок.

Селектор скоростей

Для прерывания нейтронного пучка от тепловой колонны котла в селекторе скоростей используется вращающийся затвор. Конструктивно затвор был осуществлен в виде многослойного «сэндвича» из кадмиевых фольг (толщиной от 0,004 до 0,008 дюйма) и алюминиевых пластин (толщиной $^1/_{32}$ дюйма), плотно вставленного в стальной цилиндр диаметром около $1^1/_2$ дюймов со стенками толщиной $^1/_{32}$ дюйма. Затвор устанавливался

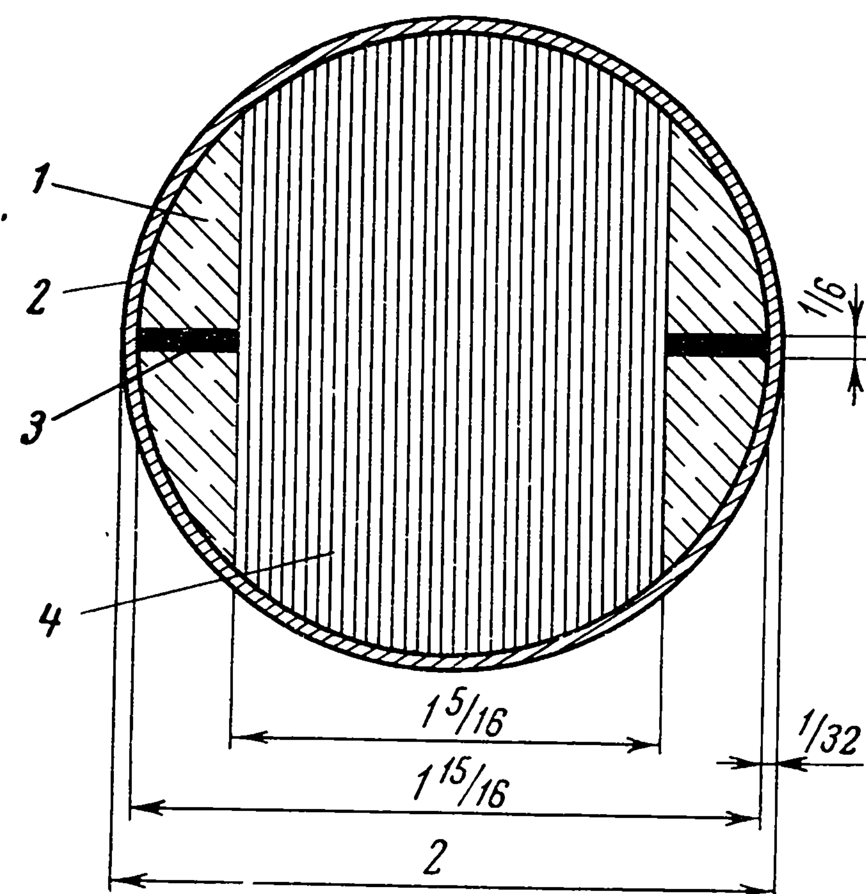


Рис. 1. Затвор селектора скоростей в разрезе

1 — алюминий, *2* — сталь, *3* — кадмий; *4* — многослойный «сэндвич» из кадмиевых фольг (толщиной от 0,004 до 0,008 дюйма) и алюминиевых пластин (толщиной 1/32 дюйма); размеры на чертеже даны в дюймах

в шарикоподшипниковых опорах на тяжелом стальном основании и приводился во вращение мотором шлифовального станка «Дьюмор» с помощью шкива и приводного ремня. Максимальная скорость вращения составляла 15 000 *об/мин*. Затвор создавался в мастерских Металлургической лаборатории под руководством Т. Дж. О'Доннелла, который спроектировал механическую часть затвора.

На рис. 1 изображен затвор в разрезе. По толщине алюминиевых прокладок между кадмиевыми фольгами и по размерам затвора можно оценить, что нейтроны из параллельного пучка не смогут пройти через затвор, когда он повернется на угол больше 1,2° относительно положения максимального пропускания. При существовавших условиях эксперимента было невозможно получить строго параллельный пучок нейтронов. Использованные нами коллиматоры обеспечивали пучок нейтронов с максимальным углом расхождения около 3°. Итак, можно было ожидать, что при каждом полуобороте затвор будет открыт в интервале $3° + 2 \times 1{,}2° = 5{,}4°$. В действительности было найдено, что счетчики показывают фоновую интенсивность, если затвор поворачивается на угол больше 6°.

Через один конец затвора, перпендикулярно его оси, был пропущен стальной стержень. Оба торца стержня, перпендикулярные его оси, были отшлифованы и отполированы. Луч света от проекционной лампы и системы линз отражался от этих торцов и попадал на два фотоэлемента. Они располагались таким образом, что за один оборот каждый фотоэлемент освещался дважды. Один из фотоэлементов, с усилителем и пересчетной системой, служил счетчиком оборотов. Второй фотоэлемент, угловое смещение которого могло меняться и было точно известно, подсоединялся к электронному переключателю, пропускавшему импульсы пропорционального счетчика к регистратору только при освещенном фотоэлементе.

Детекторами нейтронов служили пропорциональные счетчики, наполненные BF_3. Группа из четырех соединенных параллельно счетчиков располагалась в 146 *см* от затвора. Между счетчиками и котлом помещалась толстая защита из дерева, железа и парафина, которая должна была как-то компенсировать несколько недостаточную для наших целей защиту верхней части котла. Отверстие в этой дополнительной защите позволяло нейтронам, прошедшим через затвор, достигать счетчиков.

Между затвором и счетчиками стояли коллиматоры нейтронного пучка, что позволяло быть уверенным в регистрации счетчиками только тех медленных нейтронов, которые прошли через затвор. Для защиты от медленных нейтронов, отраженных от стен и крыши здания, сзади и по сторонам счетчиков был поставлен слой карбида бора толщиной $^1/_2$ дюйма.

Затвор и усовершенствованная конструкция селектора скоростей будут более детально описаны в статье Брилла и Лихтенбергера.

Определение сечения бора для нейтронов известной скорости

С помощью селектора тепловых скоростей было измерено сечение чистого BF_3 при нескольких значениях давления для нейтронов со скоростями от 1700 до 5000 *м/сек*. Было найдено, что в пределах экспериментальной точности метода сечение бора меняется по закону $1/v$. Среднее сечение бора для нейтронов со скоростью 2200 *м/сек* составляет, после введения поправки на рассеяние, $699 \cdot 10^{-24}$ *см²/атом*. Скоростью 2200 *м/сек* обладают нейтроны с энергией kT при $T = 293°$ K.

Для проверки найденного значения были проделаны аналогичные измерения с поглотителем из другого соединения бора. В тяжелой воде был растворен $Na_2B_4O_7$, прокаленный при 400° С. Раствор помещался в тонкостенную алюминиевую камеру, а во вторую камеру (с точно такой же толщиной стенок) наливалось столько же тяжелой воды, сколько находилось в первой камере. Измерялись коэффициенты пропускания обоих поглотителей для нейтронов, прошедших через селектор скоростей. После введения поправок на рассеяние оказалось, что сечение бора для нейтронов со скоростью 2200 *м/сек* составляет $700 \cdot 10^{-24}$ *см²/атом*.

С этими величинами хорошо согласуется значение сечения, найденное по измерениям при энергии индиевого резонанса [7]. Измерения пропускания производились с помощью коллимированного пучка нейтронов, выведенных из графитового котла Аргоннской лаборатории. Детекторы — индиевые фольги — покрывались толстым слоем кадмия, чтобы исключить активацию под действием тепловых нейтронов. Фоновые измерения делались с помощью индиевого фильтра. Таким образом, измерялись практически лишь нейтроны, сильно поглощаемые индием.

---

[7] J. Marshall. Phys. Rev., 1946, 70, 107.

В коллимированный пучок помещался стальной цилиндр, в котором находился газообразный BF_3. Использовался очень чистый BF_3 (тот же газ, который использовался в описанных выше экспериментах по пропусканию тепловых нейтронов). Пропускание стального контейнера, наполненного BF_3 при 44 и 68 *фунт/дюйм*^{2}, сравнивалось с пропусканием пустого контейнера. Плотность газа определялась взвешиванием цилиндра. Использованные давления и длина цилиндра (30 *см*) таковы, что коэффициенты пропускания находились в интервале, где возможно точное их определение (для 68-фунтового образца пропускание составляло около 2/3).

Было найдено, что полное сечение BF_3 для нейтронов с энергией индиевого резонанса составляет $107{,}1 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}/*атом*. Принимая, что

$$\sigma_{\text{расс}}(\text{F}) = 3{,}7 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2/\text{атом},$$

$$\sigma_{\text{расс}}(\text{B}) = 2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2/\text{атом},$$

$$\text{Энергия индиевого резонанса} = 1{,}44 \text{ эв},$$

для нейтронов со скоростью 2200 *м/сек* получаем сечение, равное $710 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}/*атом*.

Результаты, найденные тремя методами, приведены в табл. II.

Таблица II

	Метод	σ_{kT} (B) при 293° K, 10^{-24} *см*^{2}
$Na_2B_4O_7 - D_2O$	Селектор скоростей	700
BF_3	Селектор скоростей	699
BF_3	Резонанс In	710
	Среднее	$703 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}

Эта статья основывается на работах, выполненных в Аргоннской национальной лаборатории Чикагского университета для Манхэттенского округа Инженерного корпуса США (Военный департамент).

Получена 25 апреля 1947 г.
Аргоннская национальная лаборатория, Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс

К статье 106

Требования разрастающегося Проекта становились все более ощутимыми. Компании Дюпон, строившей котлы в Хэнфорде, потребовалась помощь опытных физиков. Первым из ближайших сотрудников Ферми уехал Джордж Вейль. Чета Маршаллов вскоре последовала за ним. Мне приходилось проводить большую часть времени в Уилмингтоне, где находилась главная контора компании Дюпон, а сам Ферми все больше вовлекался в работы, проводившиеся на других «участках» Манхэттенского округа, главным образом в работы над бомбой в Лос-Аламосе.

Между тем весной 1944 г. в Аргоннской лаборатории появились образцы плутония. Отчеты за апрель (статьи 106, [Б207, Б209]) говорят о том, что поглощение нейтронов плутонием Ферми измерял сам, а в измерениях пробега нейтронов, испускаемых при делении плутония, ему помогали два молодых сотрудника — Г. Хескетт и Д. Нэгл.

Г. Андерсон

Ферми начал интересоваться плутонием еще с 1939 г., когда существование плутония было постулировано, но он не был еще выделен. В декабре 1939 г. Ферми и я неофициально обсуждали возможности получения Pu^{239}, а 16 декабря в Колумбийском университете состоялось совещание, в котором приняли участие Ферми, Лоуренс, Пегрэм и я. На нем обсуждались вопросы получения плутония в количестве, достаточном для проверки его способности к делению. С 1 января 1940 г. я начал работу над этой проблемой в Беркли. Ко мне вскоре присоединились Дж. Кеннеди, Г. Сиборг и А. Валь, которые там же, в Беркли, на протяжении декабря 1939 г. независимо изучали химию плутония, используя индикаторные количества Pu^{238}. В начале 1940 г. Кеннеди, Сиборгу, Валю и мне удалось с помощью 60-дюймового циклотрона в Беркли впервые получить микрограммовые количества Pu^{239}.

В бóльших количествах плутоний стал поступать с полупромышленной Клинтонской установки в начале 1944 г. Клинтонский котел начал работать в ноябре 1943 г.; к февралю 1944 г. разделительная установка в Клинтоне дала миллиграммовые количества плутония, а к марту 1944 г.— несколько граммов плутония. Несколько образцов получил Ферми для своих экспериментов в Аргоннской лаборатории.

Э. Сегре

106

ПОГЛОЩЕНИЕ 49 *[1]

Было измерено полное сечение поглощения 49 для тепловых нейтронов.

Образец из порошкообразного PuO_2 помещался в цилиндрический алюминиевый контейнер диаметром 2,207 *см*. Поскольку было бы трудно равномерно распределить порошок по контейнеру, окись смешивалась с 2 *г* графитовой пудры, что позволило получить равномерный слой такой смеси. Большую помощь в приготовлении смеси графита с окисью плутония оказал м-р Каннингхэм.

Серьезное внимание следует уделять тому, чтобы размер зерен окиси был как можно меньше, так как при крупных зернах эффект самопоглощения в них приведет к занижению величины сечения. Данный эксперимент, по-видимому, все же содержит заметные ошибки из-за этого эффекта, хотя ему и уделялось внимание.

Измерения проводились на верхнем торце тепловой колонны Аргоннского котла, причем пучок нейтронов коллимировался кадмиевыми диафрагмами радиусом 1,8 *см*. Поглощение образца сравнивалось с поглощением калиброванных пластин пирекса. Данные приводились к скорости нейтронов 2200 *м/сек*, причем вычиталась небольшая поправка $17 \cdot 10^{-24}$ $см^2$ на молекулу PuO_2, учитывающая рассеяние. Среднее значение полного сечения поглощения для двух серий измерений составляло $930 \cdot 10^{-24}$ $см^2$. Как показывает оценка, это значение следует увеличить примерно на 2%, чтобы учесть поправку на размер зерен. Следовательно, в качестве наиболее вероятной величины сечения мы примем

$$\sigma_{погл.} = 950 \cdot 10^{-24} \text{ для нейтронов со скоростью 2200 } м/сек.$$

Вследствие неполностью удавшихся мер по улучшению физического состояния образца погрешность этого значения несколько больше погрешностей аналогичных измерений и может достигать 3—4%.

---

* *Absorption of* 49. Из месячного отчета СР-1592 о работе по 24 апреля 1944 г.

[1] Для обозначения тяжелых элементов было принято использовать символ из двух цифр. Первой из них являлась последняя цифра атомного номера, а второй — последняя цифра массового числа. Таким образом, изотоп $_{94}Pu^{239}$ обозначается как 49, $_{92}U^{235}$ — как 25 и т. д. — *Прим. ред.*

К статье 107

Эта статья описывает одно из немногих обычных научных исследований, выполненных на первом котле в 1943—1944 гг. В первое время после запуска котла мы изучали его характеристики и учились эксплуатировать котел. Оказалось удобным следить за работой котла (а также использовать его для количественных измерений) по изменению интенсивности со временем — по обратным периодам.

С самых первых дней работы котла Ферми и Зинн поставили перед Г. Лихтенбергером и мной задачу использования котла для измерения сечений поглощения нейтронов. В котел помещались образцы и определялся необходимый компенсирующий сдвиг управляющего стержня. Когда котел был перенесен в Аргонн, Андерсон и Вейль приложили много усилий, чтобы превратить эту идею в высокоточный метод измерения самых различных величин — например, определения числа нейтронов, испускаемых при делении. Мы этим методом измерили сечения поглощения тепловых нейтронов примерно для 50 элементов.

Этот метод использовался также для регулярной проверки материалов, предназначавшихся для других реакторов, на содержание примесей, поглощающих нейтроны. Для такой проверки котел отдавался в распоряжение Вейля или мое на один день в неделю; позднее для этой работы в Хэнфорде был построен специальный реактор.

Ферми, с его знанием нейтронных явлений, почти всегда предсказывал воздействие на котел, которого можно было ожидать от образца данного размера. У нескольких физиков помоложе это отбило охоту трудиться над измерениями, результаты которых были известны «Всевéдущему» заранее. Но мне все-таки кажется, что некоторые из нас усвоили урок Ферми: всегда следует вычислять ожидаемый результат.

А. Ваттенберг

107

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ПО ИЗМЕНЕНИЮ РЕАКТИВНОСТИ КОТЛА *

(Совместно с Г. Андерсоном, А. Ваттенбергом, Дж. Вейлем и У. Зинном)

В статье описывается метод измерения сечений поглощения нейтронов, основанный на следующем принципе: введение в котел вещества, поглощающего нейтроны, уменьшает реактивность; для поддержания постоянной мощности положение управляющих стержней должно быть изменено. При надлежащей калибровке это изменение является точной мерой сечения поглощения.

---

* *Method for Measuring Neutron-Absorption Cross Sections by the Effect on the Reactivity of a Chain-Reacting Pile.* (With H. Anderson, A. Wattenberg, G. Weil and W. Zinn.) Phys. Rev., 1947, 72, 16—23.

1. Введение

Реактивность котла критично зависит от баланса между образованием, поглощением и утечкой нейтронов. Небольшие изменения величины поглощения нейтронов в котле приводят к заметному дрейфу уровня интенсивности, на котором работает котел. Этот эффект был использован для измерения сечений поглощения нейтронов.

Такой метод особенно полезен для разработки котлов, так как он непосредственно оценивает влияние поглощения нейтронов в различных материалах на работу котла. В этом методе поглощение измеряется прямым образом, причем рассеяние обычно сказывается незначительно. В этом состоит его преимущество перед теми методами, при которых поглощение получается как разность между полным сечением и сечением рассеяния (особенно, если эта разность мала).

2. Размножение нейтронов

В первых двух котлах, которые были созданы в Металлургической лаборатории, размножение нейтронов происходит в структуре, состоящей из размещенной внутри штабеля графитовых брусков решетки урановых блоков. В такой структуре размножение нейтронов идет циклами, во время которых быстрые нейтроны замедляются до тепловых энергий при упругих соударениях с углеродом. Достигнув тепловых энергий, нейтроны продолжают диффундировать, в среднем не теряя далее энергии, и в конце концов они либо поглощаются в котле, либо ускользают из него. Часть поглотившихся нейтронов вызывает деление урана, при котором происходит освобождение нескольких новых быстрых нейтронов. Среднее число нейтронов, образовавшихся за такой цикл из одного первичного нейтрона, носит название коэффициента размножения k. Значение k зависит от соотношения между образованием, поглощением и утечкой нейтронов.

Когда котел работает при достаточно большой интенсивности, образование нейтронов происходит преимущественно за счет деления под действием нейтронов, так что вклад от спонтанного деления, реакций (α, n), реакций (γ, n) и космических лучей пренебрежимо мал. Говорят, что котел находится в критическом состоянии, когда интенсивность нейтронов остается постоянной. В этом случае значение k лишь очень немногим меньше единицы, причем это небольшое отклонение от единицы как раз соответствует образованию нейтронов в других процессах, отличных от деления под действием нейтронов. Критическое состояние котлов, на которых мы работали, могло быть достигнуто с помощью постановки кадмиевых управляющих стержней в нужное положение. Введение кадмиевого стержня в котел или выведение его соответствовало увеличению или уменьшению поглощения нейтронов, что приводило к уменьшению или увеличению

значения k. При дальнейшем изложении будем предполагать, что котел работает при достаточно высокой интенсивности, так что значение k при критических условиях можно с хорошей точностью считать равным 1.

Если значение k несколько больше 1, интенсивность нейтронов будет все время увеличиваться, а если k несколько меньше 1, — уменьшаться. Реактивность есть мера превышения k над 1. При $k - 1 = 2{,}5 \cdot 10^{-5}$ интенсивность нейтронов будет возрастать с периодом около 1 *час*. Для периодов котла, гораздо больших максимального периода запаздывающих нейтронов (78 *сек*), величина $(k - 1)$ обратно пропорциональна периоду.

3. Калибровка управляющего стержня

В данной работе влияние постановки поглотителя в котел измерялось тем смещением управляющего стержня, которое требовалось произвести для возвращения котла в критическое состояние. Было обнаружено, однако, что при данном изменении реактивности требуемое смещение стержня (измеренное в *см*) было не постоянно, а зависело от положения управляющего стержня в котле. Оказалось удобным измерять положение стержня в новых единицах, с тем чтобы измеренное в них смещение стержня было всегда пропорционально $(k - 1)$. Для точного определения такой единицы было использовано то обстоятельство, что при больших значениях периода котла его величина пропорциональна $1/(k - 1)$. В соответствии с этим единица измерения положения стержня была названа *обратным часом* и имела следующий смысл: когда управляющий стержень смещается от критического положения на 1 *об. час*, период котла составляет (почти точно) 1 *час*. (См. приложение I.)

4. Поглощение нейтронов

Введение в котел вещества, поглощающего нейтроны, приводит к уменьшению k. Для компенсации этого уменьшения требуется выдвинуть стержень из котла. Изменение критического положения стержня, определенное в обратных часах, является мерой поглощения вещества.

Поглощение двух образцов можно сравнить по производимым ими изменениям критического положения. Однако число нейтронов, поглощенных в веществе, зависит от характера изменения сечения поглощения с энергией и от энергетического распределения нейтронов в котле. Ясно, что при нашей постановке эксперимента измеряется среднее значение сечения при том энергетическом распределении, которое существует в данном котле. В использованных при наших экспериментах графитовых котлах преобладает вклад от тепловых нейтронов; исключением являются несколько случаев, когда вносимые вещества имели сильные низколежащие резонансные уровни. Влияние рассеяния на значение коэффициента размножения сказывается для большинства веществ относительно слабо. Поэто-

му в большинстве случаев относительное влияние двух веществ на значение k служит относительной мерой сечения поглощения для тепловых нейтронов.

5. Измерения интенсивности

Уровень интенсивности, на котором работал котел, измерялся по ионизационному току в большой ионизационной камере с BF_3, подсоединявшейся к высокочувствительному гальванометру. Для наблюдения малых изменений интенсивности использовался дифференциальный гальванометр, измерявший разность ионизационного тока и тока от батареи, включенной через потенциометр. При интенсивности нейтронов, вызывавшей ионизационный ток 10^{-5} *а*, было легко заметить изменения интенсивности в 1/1000. Для этого использовался дифференциальный гальванометр, чувствительность которого составляла 10^{-9} *а*, при отклонении 1 *мм* на расстоянии 1 *м*. Таким образом, смещение от критических условий на 0,01 *об.час* приводило к изменению показаний гальванометра на 5 *мм* за 3 *мин*. Как будет видно из дальнейшего, для большинства измерений такой чувствительности вполне достаточно.

6. Борный стандарт

Для изготовления стандартного поглотителя было взято известное количество бора, сечение которого хорошо изучено. Величина сечения поглощения бора для медленных нейтронов была определена [1] по методу пропускания с помощью механического селектора скоростей. Такие измерения дают абсолютное и точное значение сечения поглощения, так как сечение рассеяния бора гораздо меньше сечения поглощения и в результатах, полученных при различных скоростях нейтронов, легко выделить две части: часть, пропорциональную $1/v$, обязанную поглощению, и постоянную часть, обусловленную рассеянием. В цитированной работе сечение поглощения бора для скорости нейтронов 2200 *м/сек* было найдено равным $703 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}.

При проведении опытов по сравнению величин поглощения важно добиться того, чтобы каждое ядро в образце имело одинаковую вероятность захвата нейтрона. Если же этого достичь не удается, то достаточно приготовить неизвестный и стандартный образцы таким образом, чтобы условия опыта были одинаковы. Для того чтобы уменьшить эффект самопоглощения и тем не менее получать легко измеримый эффект, поглотители были распределены на довольно обширной площади. В некоторых измерениях с борным стандартом мы использовали газообразный BF_3, а в других — буру, для которой был изготовлен графитовый держатель $10 \times 10 \times 120$ *см*^{3}.

---

[1] E. Bragdon, E. Fermi, J. Marshall, L. Marshall. Phys. Rev. (будет опубликовано). [Статья была опубликована без фамилии Брэгдона; см. статью 105.— *Прим. ред. итало-амер. издания.*]

В нем размещались 92 алюминиевые тарелочки для буры, диаметром около 1 дюйма каждая. Этот держатель мог воспроизводимо вставляться в котел, к его центру. При этом он располагался симметрично относительно близлежащих урановых блоков (см. приложение II).

Борный стандарт готовился следующим образом: бура растворялась и по 1 *мл* полученного раствора наносилось на диски из фильтровальной бумаги, которые помещались на каждую из 92 алюминиевых тарелочек. После испарения этот раствор образовывал равномерный по внешнему виду слой на диске фильтровальной бумаги. При сравнении с неизвестным образцом диски фильтровальной бумаги и алюминиевые тарелочки брались одинаковыми, чтобы стандартный и неизвестный образцы были одинаковы во всех отношениях, с той только разницей, что в одном использовалась бура, а в другом — изучаемое вещество. Полное сечение поглощения буры для средних «котловых» нейтронов составляет около 9 *см*^{2}. Поскольку стандарт был распределен по полной площади 460 *см*^{2}, эффект самопоглощения составлял около 2%. Если размер неизвестного образца подобран так, чтобы при такой же площади он имел ту же величину поглощения, то при сравнении со стандартом не вносится ошибка, связанная с самопоглощением. Ошибка в относительном сечении определяется разностью эффектов самопоглощения.

Количество бора, содержащегося в растворе буры, было определено следующим образом. С помощью кислого винно-кислого калия готовился стандартный раствор едкого натра. Приливанием HCl бура переводилась в борную кислоту (в присутствии метилоранжевого индикатора), которая затем титровалась NaOH в присутствии маннита. Этот метод описан Тредвеем и Холлом («Analitical Chemistry», **2**, 502). Для нашего раствора буры было проделано две серии измерений по три определения в каждой. Одна серия была выполнена В. Штурмом в Аргоннской лаборатории, а вторая — независимо — Д. Ревинсоном в группе аналитической химии Металлургической лаборатории. Среднее по первой серии составляло $2{,}816\cdot10^{-4}$ моля бора в 1 *мл*, а по второй серии — $2{,}793\cdot10^{-4}$ моля бора в 1 *мл*. Согласие между результатами было сочтено удовлетворительным, и для определения сечений мы воспользовались средним значением этих результатов — $2{,}804\cdot10^{-4}$ *моль/мл*. К сечению бора, равному $703\cdot10^{-24}$ *см*^{2}/*атом* при 2200 *м/сек* было добавлено $1\cdot10^{-24}$ *см*^{2} для учета вклада от натрия и водорода, т. е. в качестве атомного сечения поглощения буры при 2200 *м/сек* бралось $704\cdot10^{-24}$ *см*^{2}. Полное сечение буры на 92 тарелочках составляло при этом 10,94 *см*^{2} при 2200 *м/сек*.

7. Измерения критического положения

Влияние постановки борного стандарта на реактивность котла находилось из сравнения критических положений при «пустом» наборе алюминиевых тарелочек и дисков фильтровальной бумаги и при наборе, содер-

жащем 92 поглотителя из буры. При этом искажение распределения интенсивности нейтронов было небольшим, так как поглощение было «разложено» на 22 близлежащие ячейки. Для определения критического положения управляющий стержень сначала устанавливался так, чтобы наблюдался медленный дрейф интенсивности в одном направлении, а затем устанавливался так, чтобы дрейф шел в другом направлении. Между этими положениями производилось интерполирование обратно пропорционально измеренному периоду дрейфа.

Во время выполнения измерений может произойти изменение критического положения вследствие изменений температуры и барометрического давления. Оказалось необходимым всегда вносить поправки на эти эффекты. В Аргоннском котле величина температурного эффекта составляла — 0,814 *об·час*/°С, а эффект изменения давления (обусловленный изменением содержания атмосферного азота в котле) составлял — 3,23 *об. час/см рт. ст.* Оказывало влияние и изменение влажности; этот эффект, обусловленный изменением содержания воды в воздухе, составлял — 2,85 *об. час/см паров* H_2O. Наиболее важным был барометрический эффект, так что всегда было необходимо следить за давлением с точностью 0,01 *мм рт. ст.* Для этого использовался специальный ртутный или анероидный барометр. Изменение барометрического давления происходит быстро и беспорядочным образом, так что за малый промежуток времени эти изменения давления могут и не привести к равновесным сдвигам во всем объеме котла. Предельная чувствительность метода ограничена барометрическим эффектом и составляет $\sim$ 0,01 *об. час.*

Температурный эффект доставляет меньше хлопот, так как температура котла меняется медленно и правильным образом. Поэтому при усреднении серии измерений, выполненных циклически во времени (типа АВВА), медленное смещение критического положения, обусловленное изменением температуры, учтется автоматически.

В табл. I приведены результаты ряда измерений критического положения (в об. часах) при наличии борного стандарта и без него. В эти значения уже внесены поправки на барометрический эффект.

Как видно из этих данных, чувствительность метода составляет 2,052 *см*^{2} (при скорости 2200 *м/сек*) на 1 *об. час* смещения стержня, а точность — около $\pm$ 0,03 *см*^{2}.

В качестве примера использования этого метода интересно рассмотреть измерения сечения поглощения ниобия. Так как у ниобия есть только один изотоп, то ожидалось, что поглощение нейтрона приведет к образованию радиоактивного изотопа, т. е. сечение поглощения может быть измерено по β-излучению. Ранние активационные измерения сечения, выполненные Л. Сереном, Г. Фридлендером и С. Туркелем в Аргоннской лаборатории, давали, казалось, величину сечения около $0{,}02 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}.

Образец Nb_2O_5 высокой чистоты был получен от компании «Фэнстил». По предварительным результатам сечение поглощения оказалось равным $1{,}4 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}, т. е. почти в 100 раз больше, чем по активационному методу.

Таблица I

Стандартизация измерений поглощения

Критические положения, *об. час*		
Холостой опыт	Бура	Кадмий
105,127	99,806	98,926
105,144	99,806	98,902
105,163	99,821	
105,145	99,862	
105,190		
105,153	99,823	98,914

Таблица II

Анализ пятиокиси ниобия

Спектрохимический анализ. Образец № 1 (старый)	Спектрохимический анализ, выполненный фирмой-изготовителем. Образец № 2 (новый)	
99 → Nb		
Ce 50 $\times 10^{-6}$	Ta_2O_5	Отсутствует
Gd 10 $\times 10^{-6}$	TiO_2	Менее 0,001%
Hf 50 $\times 10^{-6}$	Fe, S	Отсутствуют
Mo 20 $\times 10^{-6}$	Zn, Cu, Mg	Следы
Sc 5 $\times 10^{-6}$	SiO_2	0,03%
Pr 5 $\times 10^{-6}$		
S 20 $\times 10^{-6}$		
Zr 100 $\times 10^{-6}$		

Компания прислала второй образец, который, как утверждалось, был еще более чистым, чем первый. Результаты спектроскопического анализа этих образцов приведены в табл. II.

Пятиокись Nb_2O_5 прессовалась в таблетки, которые помещались на покрытые фильтровальной бумагой алюминиевые тарелочки. В качестве стандарта использовалось 46 борных дисков, чтобы получить примерно одинаковые смещения управляющего стержня. Борные диски равномерно распределялись по графитовому держателю. Критическое положение, со-

Таблица III

Поглощение ниобия

	Критическое положение, *об. час*			
	Холостой опыт	Nb, № 1	Бор (станд.)	Nb, № 2
Серия А	117,66	115,14	115,39	115,14
Серия Б	117,67	115,17	115,39 115,40	115,15
	117,66	115,15	115,39	115,14

Изменение критического положения, обусловленное
Nb, № 1 2,51 *об. час*
Nb, № 2 2,52 *об. час*
В (станд.) 2,27 *об. час*
Сечение поглощения Nb (при 2200 *м/сек*) $1{,}44 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}

ответствующее отсутствию поглотителя, определялось для чистых дисков фильтровальной бумаги и пустых алюминиевых тарелочек. В первом образце содержалось 931,45 *г* Nb_2O_5, во втором — 934,31 *г*, а в стандартном поглотителе — 0,1395 *г* бора. Результаты измерений критического положения стержня (в об. часах) приведены в табл. III. В эти данные уже внесена поправка на изменение давления.

Результаты эксперимента для обоих образцов хорошо согласуются и дают для отношения среднего сечения поглощения ниобия к среднему сечению поглощения бора (на котловых нейтронах) величину 0,00204. Если предположить, что сечение поглощения ниобия меняется со скоростью нейтронов так же, как сечение бора (по закону $1/v$), то сечению поглощения ниобия при 2200 *м/сек* можно приписать значение $1{,}4 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2} [2].

8. Стандартный кадмиевый поглотитель

Как было установлено, при выполнении большинства экспериментов в качестве стандартного поглотителя удобнее пользоваться не бором, а кадмием. Кадмиевая проволока обладает тем свойством, что практически все падающие на нее нейтроны с энергией меньше 0,3 *эв* будут поглощены. Поскольку энергия большинства нейтронов в котле меньше 0,3 *эв*, то кадмий является удобным стандартным поглотителем, сечение которого для нейтронов можно найти по геометрическим размерам.

Для нейтронов, распределенных изотропно, геометрическое сечение цилиндрических кадмиевых проволочек диаметром D и длиной l составляет

$$A = \frac{1}{4}\pi D l,$$

если пренебречь концевыми эффектами.

Для сравнения влияния кадмия с влиянием стандартного поглотителя (из буры) были использованы проволочки средним диаметром 0,1006 *см* и общей длиной 128,25 *см*, полное сечение поглощения которых составляло 10,14 *см*^{2}. Эти проволочки равномерно распределялись по графитовому держателю, куда помещались также пустые диски из фильтровальной бумаги и алюминиевые тарелочки. Смещения управляющего стержня (в об. часах), наблюдавшиеся при постановке кадмия, указаны в табл. I, где содержатся эти же величины для буры. Видно, что влияние кадмия составляет 6,239 *об. час* или 1,625 *см*^{2}*/об.час.*

Для перехода от сечения захвата нейтронов кадмием к сечению (при 2200 *м/сек*) поглотителя, подчиняющегося закону $1/v$, следует умножить его на коэффициент 2,052/1,625 = 1,26.

---

[2] Расхождение с активационными данными было объяснено впоследствии, когда был открыт неизвестный ранее изотоп Nb^{94}.— *Прим. ред.*

9. Температура котловых нейтронов

Поскольку поглощение нейтронов в боре меняется по закону $1/v$, то число нейтронов, поглощенных в тонких поглотителях, пропорционально плотности нейтронов и не зависит от распределения скоростей нейтронов. В толстых слоях кадмия поглощается каждый падающий на них тепловой нейтрон; поэтому поглощение в кадмии зависит также и от средней скорости нейтронов.

Сравнение влияния, оказываемого этими двумя веществами, может дать информацию о средней скорости нейтронов в котле. При выполнении такого сравнения необходимо вычесть ту часть влияния бора, которая обусловлена поглощением нейтронов с энергией выше кадмиевой границы. Для определения этой части счетчик с BF_3 помещался над каналом, идущим к центру котла. При этом использовался коллиматор из карбида бора, так что нейтроны, отражаемые от защиты котла, не могли попасть на счетчик. На него попадали только нейтроны из глубины канала, энергетическое распределение которых очень близко к распределению нейтронов внутри котла. Если пучок не перекрывался кадмием, то счет составлял 5200 *имп/мин*; при постановке кадмия счет упал до 112 *имп/мин*; при постановке слоя порошкообразного B_4C толщиной 3 дюйма — до 4 *имп/мин*. Итак, вклад от нейтронов с энергией выше кадмиевой границы составляет 2,08%. Таким образом, критическое положение изменяется на 1 *об. час* при постановке поглотителя, сечение которого составляет 2,095 *см*^{2} при скорости нейтронов 2200 *м/сек*, меняется по закону $1/v$ вплоть до кадмиевой границы и далее равно нулю. Такое же изменение критического положения наблюдается при введении поглотителя, сечение которого не зависит от энергии вплоть до кадмиевой границы и составляет 1,625 *см*^{2}. Отсюда получаем, что средняя скорость нейтронов с энергией ниже кадмиевой границы, находящихся в центре котла, составляет 2836 *м/сек*. Это соответствует температуре нейтронов 383° К.

10. Влияние рассеяния

Внесение рассеивателя нейтронов в котел может повлиять на реактивность котла, так как при этом может измениться либо пространственное, либо энергетическое распределение нейтронов. Размещение рассеивателя вблизи уранового блока может привести к уменьшению числа нейтронов, диффундирующих в блок, и, следовательно, к уменьшению реактивности. Можно получить и возрастание реактивности, если поместить рассеиватель вблизи границы котла, где он будет уменьшать утечку нейтронов. Однако внесение вещества, которое только рассеивает нейтроны, может и не привести к изменению пространственного распределения, если разместить это вещество в области нулевого градиента плотности нейтронов.

Именно по этим соображениям измерения поглощения всегда выполнялись с образцом, расположенным симметрично относительно урановых блоков и вблизи центра котла.

Влияние же на энергетическое распределение нейтронов, производимое так расположенным рассеивателем, сказывается на реактивности котла не пренебрежимо малым образом. При этом увеличивается тормозная способность замедлителя, резонансное поглощение в уране уменьшается и в результате увеличивается реактивность.

11. Сечение поглощения бериллия

Для некоторых легких элементов, очень слабо поглощающих нейтроны, уменьшение реактивности вследствие поглощения может оказаться сравнимым с возрастанием реактивности вследствие замедления (см. приложение III). Поэтому следует учитывать такое возрастание. В качестве примера опишем определение сечения поглощения бериллия. Блоки металлического бериллия размещались в Аргоннском котле по 16 ячейкам (456 *г* в каждой ячейке). Результаты измерений (в об. часах) приведены в табл. IV.

Таблица IV

Определение сечения бериллия

Образец	Изменение критического положения, *об. час*
7296 *г* Be	—0,11
12960 *г* C	0,00
8 *см*² Cd	—3,80

Стандартизация геометрии, использованной в опытах, производилась с помощью кадмиевых проволочек. Как указывалось выше, от кадмиевого стандарта можно перейти к поглотителю типа $1/v$ при скорости нейтронов 2200 *м/сек* с помощью умножения сечения кадмия на коэффициент 1,26. Итак, стандартизация по кадмию дает $3{,}80/8 \cdot 1{,}26 = 0{,}377$ *об.час/см*².

Как видно из результатов измерения на углероде, для использованного сорта графита влияние замедления на реактивность скомпенсировало влияние поглощения. Сечение поглощения этого сорта графита, найденное диффузионным методом, было известно. Оно составляло $0{,}0049 \cdot 10^{-24}$ *см*² при 2200 *м/сек*. Влияние замедления пропорционально $\sigma_s \xi$, где σ_s — сечение рассеяния резонансных нейтронов, а ξ — средняя логарифмическая потеря энергии при соударении (см. приложение III). Для графита $\sigma_s = 4{,}8 \cdot 10^{-24}$ *см²/атом* и $\xi = 0{,}158$; для бериллия $\sigma_s = 6{,}1 \cdot 10^{-24}$ *см²/атом* и $\xi = 0{,}202$. Поэтому влияние замедления в бериллии

составляет

$$\frac{6{,}1\cdot 0{,}202}{4{,}8\cdot 0{,}158}\cdot 0{,}377\cdot 4{,}9\cdot 10^{-27}\cdot \frac{7296}{9}\cdot 6{,}02\cdot 10^{23}=1{,}46\ \textit{об. час}.$$

Вычитая это влияние из полного эффекта, равного —0,11 *об.час*, получаем для влияния поглощения значение — 1,57 *об.час*. Итак, сечение поглощения бериллия при 2200 *м/сек* равно

$$\frac{1{,}57}{0{,}377}\cdot\frac{9}{7296\cdot 6{,}02\cdot 10^{23}}=8{,}5\cdot 10^{-27}\ \textit{см}^2/\textit{атом}.$$

Этот результат дает верхнюю границу сечения поглощения бериллия, так как мы не располагали результатами точного химического анализа использованных блоков бериллия. Однако у нас имелись основания считать, что чистота использованного вещества была достаточно высокой.

Приложение I

ОБРАТНЫЙ ЧАС

Обратный час пропорционален $k-1$, т. е.

$$1\ \text{об. час}=C\,(k-1),$$

где значение C определяется соотношением

$$C=\lim_{k\to 1}\frac{1}{T\,(k-1)},$$

а T — период котла в часах.

Соотношение между смещением управляющего стержня, выраженным в обратных часах, и периодом котла может быть найдено, если известны интенсивности и периоды различных групп запаздывающих нейтронов. Для уран-графитового котла, использованного в данной работе, применялась следующая формула:

$$\text{Об. час (крит.)}-\text{Об. час}=\frac{64}{T}+\frac{245}{T+3{,}57}+\frac{688}{T+10{,}1}+\frac{1938}{T+34{,}5}+\frac{665}{T+83},$$

где T — период котла в секундах. Числа в знаменателях обозначают периоды различных групп запаздывающих нейтронов (в секундах). Вкладами от нескольких более коротких периодов при этом пренебрегалось. Следует заметить, что в связи со способом определения обратного часа приведенная формула будет давать тем более точные результаты, чем больше будет период котла. Согласно этой формуле, период котла составляет 1 *час*, когда

$$\text{Об. час (крит.)}-\text{Об. час}=0{,}990.$$

Для калибровки управляющего стержня с помощью этой формулы следует измерить период котла при данном смещении управляющего стержня от критического положения. Значения обратных часов отсчитываются от нулевого значения, соответствующего полному выведению управляющего стержня из котла. В табл. V приводится зависимость чувствительности управляющего стержня d(об. час)/dx от расстояния x (в сантиметрах), на которое стержень вдвинут в котел. Там же дается интегральная кривая.

Таблица V

Калибровка управляющего стержня Аргоннского котла

x, *см*	$\frac{d\text{ (об. час)}}{dx}$	Об. час	x, *см*	$\frac{d\text{ (об. час)}}{dx}$	Об. час	x, *см*	$\frac{d\text{ (об. час)}}{dx}$	Об. час
0	0,000	0	200	0,299	19,5	400	0,490	111,5
50	0,023	0,7	250	0,418	37,8	450	0,402	133,7
100	0,067	2,7	300	0,492	60,7	500	0,281	151,2
150	0,158	8,2	350	0,520	86,0	550	0,142	161,3

Обратный час полезен для измерения смещения стержня, так как он является мерой реактивности котла, не зависящей от положения управляющего стержня. Поэтому при сравнении влияния различных поглотителей можно пользоваться линейной интерполяцией. Более того, единица «обратный час» имеет почти определенное значение для всех графит-урановых котлов.

Известно, что значение постоянной C для уран-графитовых котлов составляет

$$C = 2{,}5 \cdot 10^{-5}\ \textit{час}^{-1}$$

с точностью около 20%.

Приложение II

ВЛИЯНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Влияние данного поглотителя на коэффициент размножения зависит от положения поглотителя в котле. Поскольку структура котла неоднородна, то на общее изменение плотности нейтронов накладываются заметные локальные вариации. Итак, плотность нейтронов n в точке x, y, z можно представить в виде

$$n\ (x,\ y,\ z) = \alpha\ (x,\ y,\ z)\ \beta\ (x,\ y,\ z),$$

где α — плавная функция, а β — периодическая функция (ее периодичность определяется периодичностью ячеек), описывающая локальные вариации плотности. Влияние

на реактивность небольших поглотителей, не искажающих заметным образом нейтронное распределение, пропорционально α^2 и сложным образом зависит от положения поглотителя внутри ячейки.

Для уменьшения вариаций, обусловленных последней причиной, предпочтительно помещать поглотители не слишком близко к урановым блокам. В графит-урановых котлах изменение α с достаточной точностью можно определить из решения диффузионного уравнения

$$\Delta\alpha + B^2\alpha = 0$$

при соответствующих граничных условиях. Для однородной структуры в виде куба со стороной a можно ожидать, что α должна обращаться в нуль вблизи границы. Поэтому решение выглядит следующим образом:

$$\alpha\ (x,\ y,\ z) = \alpha\,(0,\ 0,\ 0) \cos\,(\pi x/a) \cos\,(\pi y/a) \cos\,(\pi z/a),$$

причем начало координат находится в центре котла. Таким образом, поглотитель' размещенный в центральной ячейке, оказывает влияние на k в 8 раз больше, чем при размещении в некоторой средней ячейке. Число нейтронов, поглощаемых в нем, всего лишь в $\pi^3/8$ раз больше.

В Аргоннском котле, использованном для настоящих экспериментов, устройство ячеек таково, что если поглотитель, сечение которого для котловых нейтронов составляет 1 *см*², расположен посредине между урановыми блоками, то в нем будет поглощаться около 1/28 числа нейтронов, поглощаемых в самой ячейке. Таким образом, возмущения нейтронного распределения будут в общем случае незначительны, если то количество поглотителя, которое приходится на одну ячейку, имеет сечение поглощения не больше 1 *см*².

Приложение III

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОТЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

По свойствам прохождения через тонкие слои кадмия котловые нейтроны удобно разбить на две группы: одна группа полностью поглощается в таких слоях, а другая проходит через них, почти не ослабляясь. Кадмий имеет довольно резкую границу поглощения между 0,3 и 0,5 *эв* (в зависимости от его толщины). Нейтроны, энергия которых меньше этой границы, легко поглощаются кадмием и иногда называются C-нейтронами. Нейтроны с более высокой энергией не поглощаются заметно в кадмии и иногда называются надкадмиевыми нейтронами.

Число нейтронов в логарифмическом интервале энергий пропорционально dE/E (вследствие природы процесса замедления). Расстояние, на котором происходит замедление, велико по сравнению с расстоянием между урановыми блоками, но мало по сравнению с размерами котла. Поэтому распределение источников можно считать однородным, а потерями на поглощение и утечку (которые составляют около 10%

вплоть до 1 *эв*) вообще пренебречь. Тогда можно говорить о плотности замедления $q(E)$, равной числу нейтронов, меняющих при замедлении за 1 *сек* свою энергию от значений выше E до значений ниже E. Эта величина в котле сохраняется постоянной, если исключить потери на поглощение и утечку, как уже упоминалось выше. В общем случае она связана с плотностью нейтронов $n(E)$ в единичном энергетическом интервале соотношением

$$n(E) = q(E)\frac{1}{vE}\frac{1}{\xi\sigma_s}.$$

Здесь v — скорость нейтронов, σ_s — обратная величина среднего свободного пробега для столкновений с замедлителем (углеродом), ξ — средние логарифмические потери энергии при соударении.

При упругих соударениях и изотропном рассеянии значение ξ для замедлителя атомного веса A равно

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A}\ln\frac{A+1}{A-1}.$$

При больших A это выражение сводится к $\xi \approx 2/A$. Значение ξ для углерода составляет 0,158, для кислорода — 0,121, для водорода — 1. Произведение $\xi\sigma_s$ есть тормозная способность 1 *см*^{3} замедлителя.

После того как энергия нейтронов станет ниже кадмиевой границы, механизм замедления сильно изменяется. Энергия нейтронов становится сравнимой с энергией связи атомов замедлителя в кристалле и энергией теплового движения. Процесс замедления идет теперь более медленно, а так как нейтроны с более низкими энергиями поглощаются в большей степени, то тепловое равновесие никогда не устанавливается вполне строго. Для большинства приложений можно с достаточной точностью считать, что C-группа нейтронов в котле имеет максвелловское энергетическое распределение, температура которого несколько выше истинной температуры котла (см. обсуждение в тексте).

Пренебрегая изменением $q(E)$ и σ_s с энергией нейтронов, можно записать, что число надкадмиевых нейтронов, поглощаемых в 1 *сек* веществом с сечением поглощения $\sigma_a(E)$, равно

$$A_{\text{рез}} = \int\limits_{E_{\text{cd}}}^{\infty} \sigma_a(E)\,n(E)\,v\,dE = \frac{q}{\xi\sigma_s}\int\limits_{E_{\text{cd}}}^{\infty} \sigma_a(E)\frac{dE}{E}.$$

Верхняя граница интегрирования взята здесь равной бесконечности, так как вклад от поглощения при больших энергиях обычно очень мал. Этот интеграл называется интегралом резонансного поглощения. В общем случае основной вклад в него дают нейтроны малых энергий.

Как указывалось ранее, нейтроны с энергией ниже кадмиевой границы имеют приблизительно максвелловское распределение. Этот энергетический интервал довольно узок, и поэтому вероятность того, что в нем окажется резонансный уровень, относительно невелика. Если исключить те случаи, для которых известно, что резонанс находится ниже 0,3 *эв*, то для поглощения разумно предположить зависимость вида

$1/v$. Поэтому активация в тепловой области будет определяться выражением

$$A_{\text{тепл}} = n\bar{v}\sigma(\bar{v}).$$

Здесь $\bar{v}$ — средняя скорость C-нейтронов, а n — их плотность. Тогда для отношения активаций получаем

$$\frac{A_{\text{рез}}}{A_{\text{тепл}}} = \frac{q}{n\bar{v}} \int_{E_{\text{Cd}}}^{\infty} \sigma_a(E) \frac{dE}{E} \Big/ \xi\sigma_s\sigma(\bar{v}).$$

Величина $(q/n\bar{v}) \cdot (1/\sigma_s\xi)$ может быть найдена с помощью описанных выше измерений, при которых счетчик с BF_3 ставился на пучок нейтронов из канала в котле. Из этих данных следует, что

$$\left(\frac{A_{\text{тепл}}}{A_{\text{рез}}}\right)(\text{бор}) = 47{,}1.$$

Поскольку поглощение бора подчиняется закону $1/v$, то

$$\sigma(\bar{v}) \Big/ \int_{E_{\text{Cd}}}^{\infty} \sigma_a(E) \frac{dE}{E} = \left[\frac{1}{2} \frac{E_{\text{Cd}}}{E(\bar{v})}\right]^{1/2}.$$

Для слоя кадмия толщиной 0,90 *г/см*^{2} можно принять $E_{\text{Cd}} = 0{,}4$ *эв*; можно принять также $E(\bar{v}) = 0{,}042$ *эв*. Итак, получаем следующее выражение:

$$\frac{A_{\text{рез}}}{A_{\text{тепл}}} = \frac{0{,}045}{\sigma(\bar{v})} \int_{E_{\text{Cd}}}^{\infty} \sigma(E) \frac{dE}{E},$$

которое точно в пределах 10%. Эта погрешность может возникнуть вследствие неточности значения E_{Cd}. Значение коэффициента 0,045 хорошо согласуется со значением, найденным независимым методом измерения этой величины. Этот метод основывается на использовании индиевых фольг в «стандартном графитовом котле» и описан в другом месте. Указанное соотношение полезно для определения величины интеграла $\int \sigma_a(E)\, dE/E$ из результатов измерения активности, наводимой в веществе при защите кадмием и без таковой.

Описанная в статье работа была выполнена в 1943—1944 гг. по контракту между Чикагским университетом и Манхэттенским округом Инженерного корпуса Армии Соединенных Штатов.

Получена 14 марта 1947 г.
Аргоннская лаборатория, Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс

К статье 108

Уже на этой ранней стадии развития реакторной техники Ферми и другие сотрудники Металлургической лаборатории обратили внимание на возможность воспроизводства, т. е. возможность получения в реакторе большего количества делящихся материалов, чем было использовано. На котле с природным ураном воспроизводство будет достигнуто, если в котле образуется больше плутония, чем выгорает урана. Возможность такого процесса определяется нейтронной «экономикой». Теоретически воспроизводство казалось достижимым, так как было известно, что при акте деления испускается от двух до трех нейтронов.

В Металлургической лаборатории состоялось несколько обсуждений проблемы воспроизводства. Ферми принимал активное участие в них. Он был настолько убежден в практической важности создания реакторов-размножителей, что после войны побудил Зинна, бывшего тогда директором Аргоннской лаборатории, приступить к разработке и строительству такого реактора. В признание заслуг Ферми первая в Соединенных Штатах коммерческая воспроизводящая установка получила его имя.

В статье 108 приводится выступление Ферми на одном из обсуждений проблемы воспроизводства.

Г. Андерсон

108

ОБСУЖДЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ ВОСПРОИЗВОДСТВА *

Первым на сегодняшнем заседании выступил м-р Ферми. Далее следуют его замечания.

Отправным пунктом сегодняшнего обсуждения служит предположение, что целью цепной реакции является получение энергии.

Первый тип котла, предлагаемого для осуществления этой цели: большой котел размера, близкого к Хэнфордскому (но не обязательно хэнфордского типа), который может производить около 10^6 *квт* энергии. Предлагаемая схема состоит в том, что одна большая «материнская» установка будет производить 49[1] для использования в нескольких менее крупных установках. Энергия, производимая материнской установкой, могла бы использоваться для снижения стоимости полученного 49. (М-р Ферми упомянул, что он был бы не против использования этой энергии для обогревания городов.) Против такой схемы можно выдвинуть возражения

---

* *Discussion on Breeding.* Из отчета N-1729 (заметки о совещании 26 апреля 1944 г.). На совещании присутствовали Ферми, Аллисон, Сцилард, Вигнер, Вейнберг, Зейтц, Моррисон, Купер, Вернон, Толман, Уотсон, Олинджер.

[1] См. примечание на стр. 204.— *Ред.*

не технического порядка. Например, при перевозке 49 на мелкие потребляющие установки может возникнуть серьезная опасность попадания 49 не в те руки. Однако такого типа возражения не должны рассматриваться на данном заседании.

Основная задача материнской установки будет состоять в получении максимально возможного выхода, причем все должно быть нацелено на полное использование металла. Если удастся разыскать решение такой проблемы, то методы разделения изотопов не будут представлять большого интереса. Если же такое решение окажется невозможным, то методы разделения изотопов, конечно, должны исследоваться далее.

При дальнейшем обсуждении проблемы полного использования металла будем обозначать изотопы 28 и 49 как 8 и 9 соответственно. Предположим, что за один цикл (за одно поколение) происходит одно деление 9 и ψ делений 8. Тогда будет образовываться $\nu_9 + \psi\nu_8$ нейтронов. Часть нейтронов будет потеряна в замедлителе, охладителе и т. д. Пусть L — число потерянных нейтронов, а α — число нейтронов, использованных для получения 40-10 [2]. Тогда избыток нейтронов, доступный для поглощения в 8, приводящего к образованию 9, будет равен

$$(1 - L)(\nu_9 + \psi\nu_8),$$

а образование 9 за цикл будет равно

$$(1 - L)(\nu_9 + \psi\nu_8) - 1 - \alpha - \psi.$$

Член $1 + \alpha$ описывает исчезновение 9. Следовательно, величина отношения между образованием и исчезновением 9, которую мы назовем γ, будет равна

$$\gamma = \frac{P}{1+\alpha} = (1 - L)\left(\frac{\nu_9}{1+\alpha} + \psi\frac{\nu_8}{1+\alpha}\right) - 1 - \frac{\psi}{1+\alpha}.$$

Ясно, что для использования всего металла γ должно быть больше 1. Если γ лишь очень немногим больше 1, то цепная реакция будет идти при максимальной экономии делящихся материалов и будет продолжать происходить вплоть до использования всего металла. Однако ценность такого котла будет невелика и он пригодится разве для упрочнения веществ (эффект Вигнера) или, может быть, для обогревания городов, но это сейчас не так важно. Эффективное ν_9 составляет 2,1 ÷ 2,2.

Рассмотрим сначала котел хэнфордского типа, в котором 25 заменяется на эквивалентное количество 49, т. е. в котором по мере выгорания 25 образуется 49. Это будет улучшать условия работы котла. Согласно ранее делавшимся оценкам, сечение деления 49 в 1,9 раза больше сечения деления 25. По более поздним измерениям на участке Y эта величина составляет 1,4. Отношение между сечением поглощения 49 и сечением поглощения 25 равно ~ 1,5. При таких соотношениях ν_9 примерно на 10% больше, чем

---

[2] Т. е. $_{94}Pu^{240}$; читается сорокдесять.— *Прим. ред.*

считалось ранее. (Действительные значения ν и ν эффективного нам неизвестны, так что обсуждение может наметить только оценки.) Это означает, что в котле, конструкция и решетка которого подобны хэнфордским, ν эффективное (далее оно будет обозначаться через μ) должно составлять от 2 до 2,2, а γ — от 0,8 до 0,98. В последнем случае условия баланса будут почти достигнуты. Чтобы «подрегулировать» котел, не прибегая к коренным изменениям его конструкции, можно было бы использовать блоки большего диаметра или использовать больше металла. При этом улучшился бы коэффициент теплового использования и увеличилось бы ψ. Однако при блоках чересчур большого размера возрастут трудности охлаждения, так как при кольцевом типе охлаждения температура металла сильно ограничивает выработку энергии.

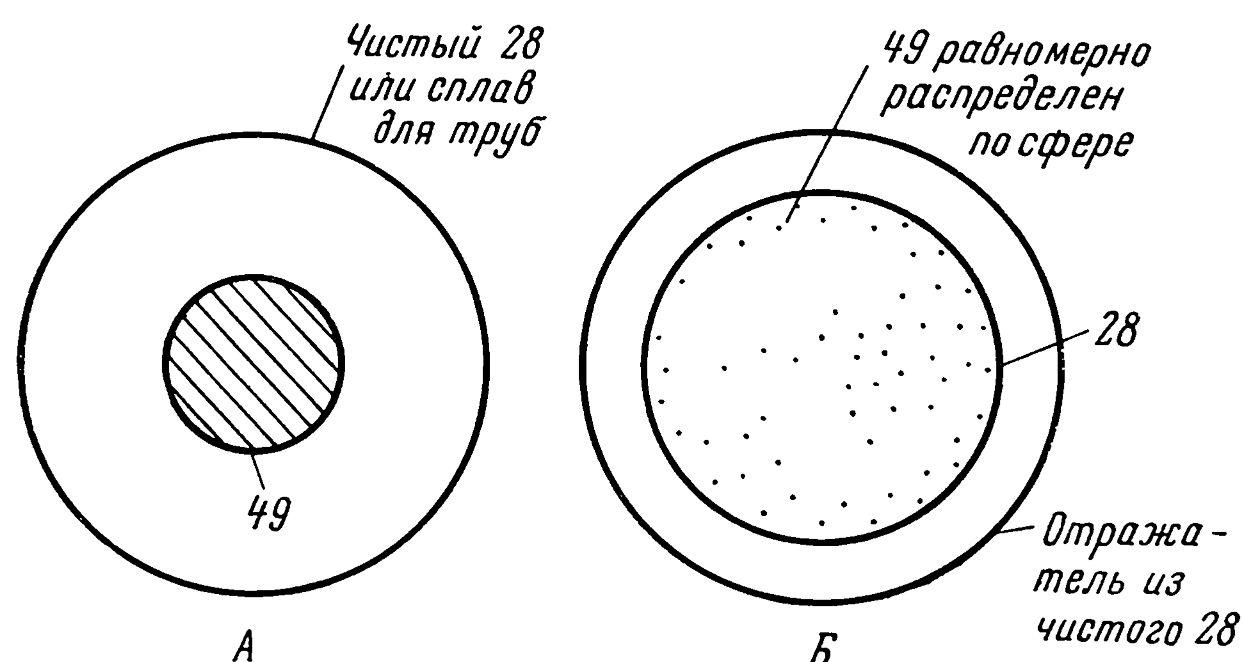
Вторым типом котла, который можно использовать для выработки энергии, является котел с замедлителем Р-9 [3]. При μ от 2 до 2,2 величина γ должна составлять от 0,93 до 1,13. Эти значения не обязательно соответствуют оптимальным условиям, а только говорят о том, чтó может быть достигнуто с котлами Р-9. Котел с γ на 10—15% больше 1 может оказаться, а может и не оказаться, пригодным для эксплуатации. Разница между однородными и неоднородными котлами Р-9 практически невелика в том смысле, что меньшая величина размножения в «жидких» котлах компенсируется поглощением в охладителе и трубах для него. Можно надеяться улучшить положение, задерживая ускользающие нейтроны с помощью отражателя, но здесь возникает серьезная проблема — поглощение в контейнере котла.

Следует рассмотреть также еще один тип котла, в котором замедлитель либо вовсе не содержится, либо находится в очень небольших количествах (котел на быстрых нейтронах). С чисто физической точки зрения этот тип котла весьма удобен и принципиально прост. Однако на практике возникнет сложная задача отвода тепла. Если отвлечься от проблемы охлаждения и следовать только физическим соображениям, то котел этого типа можно осуществить либо по схеме рис. А, либо по схеме рис. Б.

В схеме А небольшое сферическое ядро из 49, скажем, около 10 *см* в диаметре, окружено сферой из 28 или обычного сплава для труб [4], диаметр которой составляет 40—60 *см*. Такое расположение выгодно тем, что при нем можно получить значения γ от 1,3 до 1,4, так как L в этом случае невелико: быстрые нейтроны от 49 легко попадают в 28. (М-р Аллисон указал, что если рассматривать окружение не из 28, то можно использовать торий.) Для котла по схеме рис. А потребуется всего несколько килограммов 49. Для использования бóльших количеств 49 можно спроектировать установки по схеме А с несколькими блоками 49, которые могут иметь сферическую или цилиндрическую форму.

В схеме Б изотоп 49 равномерно распределяется по объему гомогенной сферы из 28, которая окружена отражателем из чистого 28, служащего для

[3] Р-9 — кодовое наименование тяжелой воды.— *Прим. ред. итало-амер. издания.*
[4] Кодовое наименование природного урана.— *Прим. ред. итало-амер. издания.*



использования ускользающих нейтронов. При таком расположении около 70% нейтронов сразу же попадает в 28 и вызывает быстрые деления. Если X обозначает процент 49 в смеси 49 и 28, то критические условия (при которых цепная реакция продолжает идти, если размер котла бесконечен) будут достигнуты, когда в смеси находится около 5% 49 ($X = 0{,}049$). При μ от 2 до 2,2 величина γ будет составлять $1{,}37 \div 1{,}57$. Результаты, которые будут получены с котлами меньшего размера, собраны в табл. I. Они

Таблица I

Критический радиус сферы, *см*	X (доля 49)	γ	
		$\mu = 2$	$\mu = 2{,}2$
100	0,054	1,23	1,43
70	0,060	1,10	1,30
30	0,067	0,98	1,18

вычислены для того случая, когда отражатель отсутствует. Введение отражателя уменьшит критический радиус активной сферы примерно на 10 *см* и весьма существенно увеличит значение γ, так как в отражателе будут использоваться нейтроны, ускользнувшие из активной зоны. Для приведенного выше случая сферы радиуса 70 *см* потребуется $1^1/_2\ \overline{m}^3$ или что-то около 30 тонн смеси. Для поддержания работы установки будет необходимо 6%, т. е. около 2 тонн 49. Итак, работа установок этого типа требует большого количества 49. Впрочем, это не является достаточным основанием для отказа от рассмотрения возможности осуществления такого типа установок.

Серьезным препятствием для осуществления котлов на быстрых нейтронах является проблема отвода тепла. Так как практически все тепло (около 70—80%) выделяется в 49, то котлы по схеме А будет охлаждать труднее (в них требуется охлаждать в основном крошечное центральное ядро, тогда как в схеме Б — весь объем).

Еще одна возможность состоит в конструировании котла с «компромиссным» обогащением. Количество замедлителя в таком котле должно быть достаточно для уменьшения процента обогащения, требующегося для поддержания цепной реакции, но это количество будет меньше требующегося для обычных оптимальных условий.

М-р Ферми предложил рассмотреть на последующих встречах вопрос об использовании 49.

К статье 109

В отчете за май 1944 г. содержится интересный раздел, посвященный диссоциации воды при делении. Этот процесс Ферми подробно обсуждал с Трабакки еще в 30-х годах; но тогда диссоциирующим агентом были альфа-частицы, а не осколки деления. Радон, требовавшийся для опытов по нейтронам, выделялся из водного раствора хлорида радия. Вода всегда подвергалась некоторому разложению, так что перед выделением радона ради безопасности приходилось поджигать смесь водорода и кислорода. Мария Кюри также занималась этим вопросом, имеющим большое прикладное значение: диссоциация воды при делении является способом непосредственного превращения энергии деления в химическую энергию.

Г. Андерсон

109

ДИССОЦИАЦИОННОЕ ДАВЛЕНИЕ ВОДЫ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ДЕЛЕНИЕМ *

(Совместно с Г. Андерсоном)

Как показали наблюдения, в герметическом сосуде с водным раствором уранилнитрата при бомбардировке нейтронами развивается давление вплоть до 14 *атм*. При равномерном облучении давление возрастает линейно; нет никаких указаний на давление насыщения, когда скорость рекомбинации равна скорости диссоциации. Малая скорость рекомбинации может быть обусловлена либо удалением кислорода в результате некоторого другого процесса, либо ингибирующим действием стенок; пока что мы не смогли проверить эти соображения.

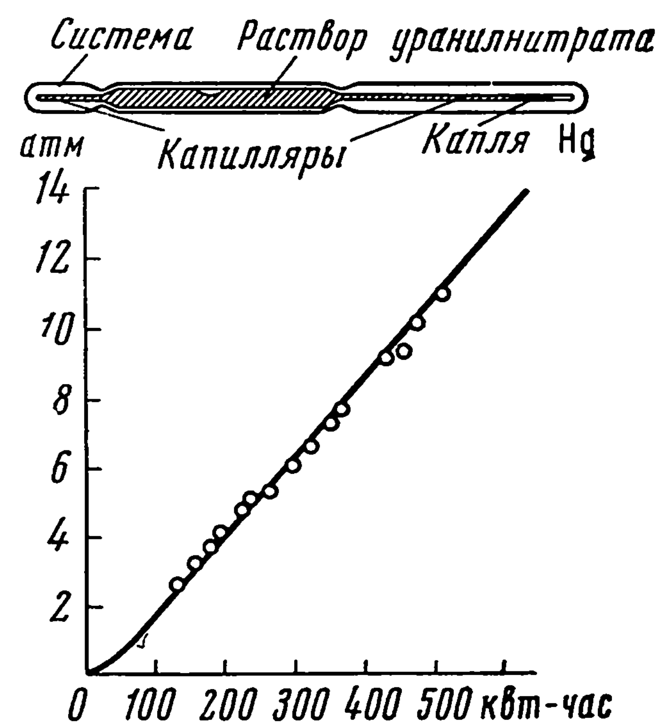


Рис. 1.

Схема эксперимента изображена на рис. 1. Использовалось около 1,2 *см*^{3} раствора, в котором содержалось $2{,}4 \cdot 10^{-4}$ моля 25 в форме уранилнитрата [1]. Раствор находился в пирексовой трубке с капиллярами по обоим концам. Давление отсчитывалось по смещению ртутной капли к закрытому концу одного из капилляров.

Образовавшееся количество газа приблизительно равно тому, которое можно ожидать из числа делений за 622 *квт-ч* ($3 \cdot 10^{13}$) и предполагаемого расхода 100 *эв* энергии деления на диссоциацию одной молекулы воды.

---

* *Dissociation Pressure of Water due to Fission.* (With H. Anderson.) Из месячного отчета CP-1729 о работе по 25 мая 1944 г.

[1] См. примечание на стр. 204— *Ред.*

К статьям 110 и 111

В июне 1944 г. было закончено сооружение котла на тяжелой воде (CP-3) и почти сразу на этом новом, более мощном реакторе стали производиться различные исследования. Коллимирование пучка нейтронов от тепловой колонны позволило Ферми приступить к изучению оптических свойств нейтронов. Более ранние исследования, проводившиеся с помощью тепловой колонны графитового котла, уже показали, что наличие волновых свойств у нейтрона приводит к интересным следствиям (см. статью 104). В экспериментах, так четко зависевших не от корпускулярных, а от волновых свойств частиц, было что-то очень притягательное. Длины волн и сечения рассеяния нейтронов были сравнимы с такими характеристиками для рентгеновых лучей, что позволяло предполагать существование у различных веществ показателя преломления для нейтронов.

В июле 1944 г. Ферми и Зинн попытались определить показатель преломления с помощью метода полного отражения. Это послужило началом серии экспериментов по нейтронной оптике, выполнявшихся сначала Ферми и Зинном, затем одним Зинном, а после войны — Ферми с Леоной Маршалл и другими сотрудниками.

Исследуя отражение нейтронов от зеркал, Ферми и Зинн обратили внимание на различие между нейтронами и рентгеновскими лучами: в отличие от рентгеновских лучей при рассеянии нейтронов знак фазы рассеянной волны может быть и одинаков со знаком фазы падающей волны и противоположен ему (статья 111).

В статье 111 Ферми и Зинн говорят об «экспериментах, выполненных летом 1945 г.». Вероятно, это ошибка, так как из статьи 110 следует, что эксперименты проводились летом 1944 г. Работа 111 вместе с двумя другими, посвященными дифракции нейтронов, была доложена мной на Международной конференции по низким температурам и физике элементарных частиц, состоявшейся в 1946 г. в Англии.

Г. Андерсон

110

КОЛЛИМИРОВАНИЕ НЕЙТРОННОГО ПУЧКА ОТ ТЕПЛОВОЙ КОЛОННЫ CP-3 И ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ДЛЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ *

(Совместно с У. Зинном)

Для изучения возможностей коллимирования нейтронов, исходящих от тепловой колонны, был поставлен ряд прикидочных опытов. В колонне был сделан канал сечением 4×4 *дюйм*^{2} и глубиной 8 футов. Дно канала

---

* *Collimation of the Neutron Beam from Thermal Column of CP-3 and the Index of Refraction for Thermal Neutrons.* (With W. Zinn.) Из месячного отчета CP-1965 о работе по 29 июля 1944 г.

находилось в 71 *см* от оболочки котла и отделялось от нее графитом. Интенсивность пучка, исходящего из этого канала, и степень коллимации пучка исследовались с помощью индиевых фольг, располагавшихся на расстоянии 3352 *см* от торца колонны. Значение равновесной активации стандартной индиевой фольги в центральной части пучка составляло 79 500 *имп/мин* для 250 *квт*. На расстоянии 8382 *см* соответствующая величина составила 1600 *имп/мин*. Затем пучок был дополнительно коллимирован с помощью кадмиевых диафрагм. Было найдено, что ширина пучка на указанных расстояниях от колонны именно такова, какой она должна быть из геометрических соображений. У торца тепловой колонны ставилась первая кадмиевая диафрагма — щель шириной 1 *мм*, а вторая щель, также шириной 1 *мм*, ставилась в 5 *м* от первой. Топография пучка изучалась с помощью счетчика с BF_3 со щелью шириной 2 *мм*, располагавшегося в 4,7 *м* от второй щели. Ширина пучка хорошо согласовалась с ожидавшейся из условий коллимирования пучка, а счет в максимуме составлял 10 000 *имп/мин* при 250 *квт*.

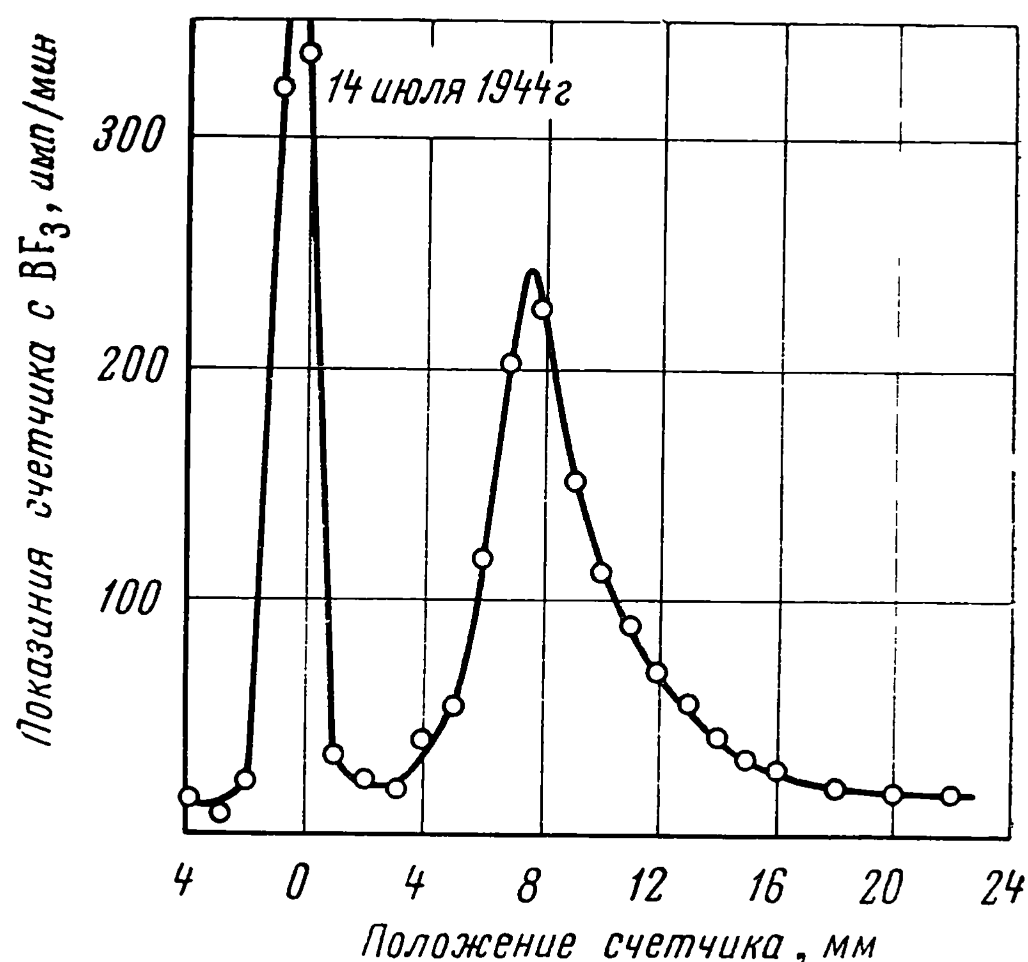


Рис. 1. Графитовое зеркало. Угол скольжения 3′. Отраженный пучок смещен на 0,8 *см*

При коллимации пучка тепловых нейтронов до такой высокой степени, как указано выше, становится возможным определить показатель преломления для нейтронного пучка с помощью метода полного отражения. Из теоретических соображений следует, что

$$n - 1 = \frac{\pm h^2 N \sqrt{\sigma}}{8\pi^{3/2} m E},$$

где N — число ядер в 1 $см^3$, m — масса нейтрона, E — энергия нейтрона. Так как нельзя предсказать, будет ли данное вещество иметь показатель преломления больше или меньше 1, то было решено искать полностью отраженный луч на нескольких веществах. Были использованы алюминий, бериллий, графит, стекло и железо. Довольно грубым полированием было изготовлено графитовое зеркало длиной 33 *см* и шириной 8 *см*. Графитовое зеркало помещалось на спектрометрический стол, допускавший измерение углов в 1′. Сначала зеркало устанавливалось так, чтобы его плоская поверхность была параллельна пучку, а затем смещалось на небольшой угол. Для разыскания отраженного максимума счетчик перемещался

перпендикулярно пучку. Типичный результат, полученный в первом же опыте, показан на рис. 1. Отраженные пучки на графитовых зеркалах наблюдались вплоть до углов скольжения в 24′. Однако для больших углов скольжения интенсивность максимума отражения сильно уменьшается. Этого и следовало ожидать, поскольку угол полного отражения зависит от энергии нейтронов: для нейтронов, соответствующих более высокоэнергичной части распределения скоростей, преломление внутрь зеркала наступает при меньших углах, чем для менее энергичных нейтронов. Чтобы удостовериться в том, что наблюдалось именно явление полного отражения, было определено пропускание пластин пирекса для максимума отражения. Было найдено, что пропускание монотонно убывает с увеличением угла скольжения. Так, например, при угле скольжения 4′ пропускание через одну пластину пирекса составляло 68%, а при угле 12′ пропускание через ту же самую пластину составляло 54%. Факт наблюдения полного отражения от графита говорит о том, что у графита показатель преломления для тепловых нейтронов меньше 1. В настоящее время нельзя привести величину показателя преломления, но существует впечатление, что смещения, предсказываемые приведенной выше формулой, несколько больше фактически обнаруженных. Сейчас производится усовершенствование аппаратуры, и мы надеемся, что сможем установить значение показателя преломления достаточно точно, использовав метод поглощения в боре. Производились также поиски отраженного пучка для стеклянного зеркала. В интервале углов скольжения от 1′ до 5′ не было обнаружено никаких максимумов отражения. Это говорит о том, что показатель преломления стекла больше 1.

См. вводные замечания к статье 110

111

ОТРАЖЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ОТ ЗЕРКАЛ*

(Совместно с У. Зинном)

Когда пучок нейтронов пересекает границу между двумя различными средами, ожидается, что будут происходить явления преломления и отражения, качественно аналогичные этим явлениям для света, но количественно отличающиеся от них, так как показатель преломления нейтронов отличается от 1 на величину порядка 10^{-6}. В этом отношении свойства нейтронов довольно похожи на свойства рентгеновских лучей.

Существование показателя преломления для де-бройлевских волн, представляющих нейтроны, связано с тем, что нейтроны рассеиваются на атомах. Довольно просто показать, что между показателем преломления n и сечением рассеяния σ существует следующее соотношение:

$$n - 1 = \pm \frac{N\lambda^2\sigma^{1/2}}{4\pi^{3/2}},$$

где N — число атомов в единице объема, а λ — длина волны де Бройля. Знак выражения зависит от того, будет ли фаза рассеяния на отдельном атоме одинакова с фазой первичной волны или противоположна ей. В случае рентгеновских лучей эта фаза обычно такова, что показатель преломления меньше единицы; для нейтронов же теоретически возможны оба случая.

Если показатель преломления меньше 1 (фаза рассеяния отрицательна), можно ожидать, что при падении нейтронов на поверхность под достаточно малым углом скольжения произойдет полное отражение. Из предыдущего выражения для показателя преломления можно найти, что предельный угол отражения приближенно равен

$$\vartheta_0 = \sqrt{2(n-1)} = \sqrt{\frac{N\lambda^2\sigma^{1/2}}{2\pi^{3/2}}}.$$

Подставив численные значения в эту формулу, можно убедиться, что предельные углы составляют около 10′.

Полное отражение нейтронов действительно наблюдалось в экспериментах, выполненных летом 1945 г. в Аргоннской лаборатории. Так как

* *Reflection of Neutrons on Mirrors.* (With W. Zinn.) Physical Society Cambridge Conference Report, 92, 1947, Chicago.

для наблюдения полного отражения угол скольжения должен быть очень мал, требуется очень хорошая коллимация пучка нейтронов. Для этого пучок тепловых нейтронов, исходящий из тепловой колонны реактора на тяжелой воде, пропускался через две щели шириной 1 *мм*, расположенные в 5 *м* друг от друга. Пучок падал на полированные поверхности различных веществ под малыми и регулируемыми углами. Отраженный пучок детектировался пропорциональными счетчиками с BF_3, снабженными входной щелью шириной 2 *мм*. Счетчики располагались на расстоянии 4,7 *м* от второй коллимирующей щели.

Для ряда веществ наблюдались очень интенсивные отраженные пучки при углах скольжения до 10′. Использовались зеркала из графита, стекла, алюминия, бериллия, меди, цинка, никеля и железа. Размеры зеркал в большинстве случаев составляли 5 × 10 *дюйм*^{2}; отражающие поверхности тщательно полировались. В этом смысле разные вещества по-разному поддавались полировке, и это может быть причиной наблюдавшихся различий интенсивности отражения от разных зеркал. Заметим, что интенсивность отражения (даже при малых углах, когда бо́льшая часть тепловых нейтронов должна отразиться полностью), по-видимому, слишком велика, чтобы ее можно было объяснить как явление отражения, которое следует ожидать, хотя и с малой интенсивностью, даже в том случае, когда показатель преломления поверхности больше 1. Так как предельный угол пропорционален длине волны, нельзя ожидать четкого определения этого угла при использовании немонохроматических тепловых нейтронов.

В будущем планируется провести аналогичные эксперименты с монохроматическими нейтронами.

К статье 112

Ферми бывал в Лос-Аламосском центре с самого начала его строительства. Впервые он приехал туда весной 1943 г. для участия в совещании, на котором обсуждались планы создания будущей лаборатории. Тогда я и встретился с ним и несколькими другими нашими старыми знакомыми, которые были связаны с теми или иными разделами военной программы и готовились к переезду в Лос-Аламос.

Ферми посещал Лос-Аламос в сопровождении телохранителя, Дж. Баудино. Те из нас, кто жил там все время, не упускали случая побродить с Ферми по горам Нью-Мексико. Прогулки превращались наполовину в семинары, на которых, в мирной тишине лесов и альпийских лугов, мы обсуждали важные вопросы. В один из приездов Ферми был принят в кружок любителей ловли форели, но его оригинальные суждения о рыбной ловле оказались далеко не так целесообразны и успешны, как его физические идеи.

Главной «нагрузкой» Ферми было Чикаго, и он смог переехать в Лос-Аламос только в сентябре 1944 г., когда работы по реакторам продвинулись достаточно далеко и перестали нуждаться в его постоянном внимании. К этому времени развитие Лос-Аламоса достигло решающей фазы, и Ферми был нужнее всего именно там. Он не хотел занимать определенного административного поста, хотя и был членом Руководящего совета — высшего административного органа лаборатории, и числился заместителем директора. Ферми особенно интересовался «кипятильником» — небольшим гомогенным реактором, содержащим раствор обогащенного урана в воде, и был ближе всего к группе, строившей и эксплуатировавшей его. Как всегда, он оказал очень сильное влияние на научных работников этой группы, хотя с большинством из них познакомился только в Лос-Аламосе.

Лос-Аламос, как и любое другое замкнутое общество, развивал странные выверты в умах людей, которые в нормальной обстановке не обращали бы внимания на мелочи, связанные с престижем и этикетом. Так, для некоторых семейств очень важно было поселиться на «должной» улице: квартиры были практически одинаковые, так что различия были только в адресе. Наилучшим адресом был «Ванный ряд», где в нескольких домах изо всего города имелись ванны и где жило начальство. Жилищный кризис был в самом разгаре, когда приехало семейство Ферми, так что их временно разместили в «демократическом» районе города, среди молодых физиков и механиков. Они остались там и тогда, когда освободился дом в Ванном ряду, так как предпочли аристократическому статусу прекрасный вид из окон. Это не прошло незамеченным и, может быть, способствовало улучшению морального состояния городка.

Вскоре после приезда Ферми стал читать отдельные лекции на различные темы, а осенью 1945 г. он прочел полный курс нейтронной физики (статья 112). Кроме того, он консультировал каждого, кто обращался за помощью. Мне запомнилось только несколько случаев из своей практики, но я уверен, что их было гораздо больше. Однажды Р. Оппенгеймер, директор лаборатории, попросил Б. Росси и меня представить доклад об ожидаемых последствиях ядерного взрыва определенной величины. В то время вопрос был совершенно нов, и мы долго мучились, стараясь предугадать и оценить последствия. Мимо проходил Ферми, и мы задали ему несколько вопросов. Мгновенно ситуация прояснилась, и нам удалось составить отчет, который, как выяснилось

впоследствии, оказался удивительно точным. В другой раз мы с ним обсуждали сложные приборные проблемы, которые поставили в тупик даже экспертов, и снова Ферми нашел простое и оригинальное решение.

Во время пребывания в Лос-Аламосе он подружился с Дж. фон Нейманом. По моему мнению, эта дружба укреплялась взаимным восхищением и общим интересом к вычислительным машинам. Ферми всегда был знатоком численных расчетов и сразу же увидел новые возможности, открываемые быстродействующими электронными вычислительными машинами. Он провел много часов, изучая их и экспериментируя с ними (см. статьи 136 и 139).

Ферми принимал прямое и активное участие в подготовке «Тринити», испытания первой атомной бомбы в Аламогордо, в июле 1945 г., и присутствовал при взрыве.

После этого испытания и окончания войны он занялся преподавательской деятельностью (в частности, он прочитал интересный цикл лекций о термоядерных реакциях), а затем увлекся планами нового института в Чикаго. Когда он вернулся в Чикаго, несколько молодых физиков, работавших в Лос-Аламосе, последовали за ним для завершения своего обучения в Чикагском университете. Неполный их список включает Агню, Арго, Чемберлена, Чу, Фаруэлла, Гольдбергера. Некоторые из них были первоначально моими студентами, некоторые — Теллера.

После войны Ферми несколько раз приезжал летом в Лос-Аламос, чтобы поработать на вычислительных машинах и помочь в разрешении различного рода трудностей. Эти летние визиты, видимо, помогали ему выполнять обязанности члена Генерального консультационного комитета Комиссии по атомной энергии. При стиле работы Ферми эти обязанности требовали необыкновенного количества сведений из первых рук.

Доклады Ферми о работах военного времени в Лос-Аламосе еще засекречены, и здесь можно привести только лекции по нейтронной физике, читавшиеся молодым физикам Лос-Аламоса. Их посещали слушатели с самой разной подготовкой — от начинающих до аспирантов. Как мне помнится, слушателей было около 30. Лекции записывались рядом студентов, и для пользы аудитории были выпущены черновые наброски (без помощи или просмотра со стороны Ферми).

Лекции части I, содержащей физику нейтронов без упоминания цепной реакции, были быстро рассекречены, и записи, собранные И. Халперном, распространялись в мимеографированном виде. Часть II была рассекречена в 1962 г. Лекции этой части сохранились только в виде необработанных записей неизвестных студентов.

Здесь приводятся первоначальные версии обоих частей. Эти заметки, не предназначавшиеся для печати, содержат почти дословную запись выступлений Ферми, иногда подпорченную недостатками стиля или даже непониманием записывавшего. Было решено не пытаться дать более законченный вариант лекций, так как невозможно придать им ту форму, которой достиг бы Ферми при подготовке лекций к печати. Лекции интересны как образец его дидактического стиля и содержат большое количество материала, который позднее вошел в учебники.

Э. Сегре

Летом 1944 г. Р. Оппенгеймер, научный руководитель «Проекта Y» (Лос-аламосской лаборатории), несколько раз приезжал в Чикаго и уговорил Ферми перейти в Лос-Аламос. Впервые Ферми побывал на «участке Y» в апреле 1943 г., когда проект

только начинал осуществляться: он участвовал как консультант в совещаниях, на которых была разработана конкретная программа исследований. Затем Ферми еще несколько раз посещал Лос-Аламос, и в результате некоторые его работы в Чикаго были так или иначе связаны с исследованиями, проводившимися в Лос-Аламосе. Теперь же выполнения отдельных заданий было недостаточно — авторитет и знания Ферми были необходимы постоянно. Так как Оппенгеймер считал, что Ферми следовало бы иметь официальное положение, то его назначили заместителем руководителя проекта Y. Ферми собирался переехать в Лос-Аламос в августе, однако в последний момент его вызвали в Хэнфорд для пуска котла. Свой новый пост Ферми смог занять только в сентябре, после того как были найдены пути преодоления трудностей, обусловленных отравлением котла. Он работал в Лос-Аламосе по декабрь 1945 г.

Ферми стал главой отдела F (F обозначало Ферми), основной задачей которого было изучение проблем, не попадавших в сферу деятельности других отделов. В отделе F имелось четыре группы. Одна, во главе с Э. Теллером, занималась теоретическими исследованиями супербомбы (водородной бомбы). Другая, возглавляемая Э. Бречером, была экспериментальным дополнением к группе Теллера. Наибольшее личное участие Ферми принимал в работе двух других групп: группы «Кипятильник» под руководством Л. Д. Р. Кинга, в которой было несколько молодых физиков и среди них Джоана Хинтон, которая несколькими годами позже покинула США и поехала к жениху в коммунистический Китай; и группы F-4, организованной под моим руководством после того, как я в ноябре приехал в Лос-Аламос.

Маломощный (около 0,05 *вт*) реактор с кипящей водой был построен весной 1944 г., как только с разделительных заводов Ок-Риджа было получено достаточное количество урана, обогащенного U^{235}. Он был использован для важных экспериментов, связанных с конструкцией бомбы. После окончания первой серии экспериментов было решено перестроить реактор для работы на большей мощности (5 *квт*). В момент приезда Ферми в Лос-Аламос группа «Кипятильник» разрабатывала планы такого устройства.

Ферми очень заинтересовался этим реактором, первым, в котором использовалось обогащенное топливо, и первым гомогенным: система топливо — замедлитель представляла собой раствор соли обогащенного урана в обычной воде. Особенно ему нравилось то, что этот чрезвычайно простой и очень маленький (активная зона представляла собой сферу диаметром 1 фут) реактор был мощным источником нейтронов. Хотя сооружение кипящего реактора шло под руководством Кинга, Ферми проводил много времени на участке «Омега» в каньоне Лос-Аламоса. У него вошло в обычай посещать участок по возможности ежедневно, особенно на ранней стадии планирования, и самому выполнять многие проектные вычисления. В декабре реактор был закончен. Ферми участвовал в первом его испытании и калибровке.

Между тем моя группа, предназначавшаяся для помощи в конструировании кипящего реактора, была сочтена достаточно свободной и могущей заняться другими возникающими задачами. Меня пригласили на заседание Консультативного совета, членом которого был Ферми. Не-члены, вроде меня, приглашались на заседания в тех случаях, когда обсуждались проблемы, подлежащие решению. Предполагалось, что при этом может возникнуть больше идей и что среди присутствующих могут найтись желающие взяться за те или иные задачи. И вот, когда возник вопрос об определении критических размеров бомбы из U^{235}, я предложил свою группу F-4 для постановки

опытов по измерению числа делений в сфере из U^{235} с помощью нейтронов от кипящего реактора. Ферми и я сошлись в общем методе и разошлись в деталях. Мне хотелось использовать в качестве детектора камеру деления, а Ферми — собирать осколки деления на целлофановые фольги. Мы оба устремились проверять свои идеи, Ферми с помощью Джоаны Хинтон, я — с помощью своей группы. Мы получили очень близкие результаты.

Эксперименты по критичности заняли январь и февраль 1945 г. В марте стало ясно, что никакое множество экспериментов не даст столько информации, как действительный взрыв, и были разработаны планы атомного испытания под кодовым наименованием «Проект Тринити».

Готовясь к испытанию, Консультативный совет поставил задачу определения эффективности плутониевой бомбы (в испытании Тринити должен был использоваться плутоний). Мне казалось, что эффективность можно было бы хорошо измерить, если сравнить радиоактивность продуктов деления и оставшееся количество плутония. Мое предложение было принято и поручено отделу F. Для этой цели было сильно увеличено число радиохимиков. Окончательная проверка должна была производиться сразу после взрыва: нам надо было собрать загрязненные образцы с площади прямо под взорванным устройством и сравнить радиоактивность различных продуктов деления и оставшегося плутония.

После долгих приготовлений испытание «Тринити» состоялось 16 июля в Аламогордо, пустынной местности в южной части Нью-Мексико. Ферми был там в роли одного из главных консультантов и принимал участие во многих операциях по подготовке взрыва. В момент взрыва он вместе с другими стоял на наблюдательном пункте, примерно в 10 000 *м* от стальной башни с укрепленным на ней атомным устройством. Позднее он рассказывал, что не слышал грохота взрыва, полностью сосредоточившись на выполнении простого эксперимента: он бросал маленькие кусочки бумаги и следил за их падением. Взрывная волна потащила их за собой, и они упали на землю на некотором расстоянии. Измерив его, Ферми вычислил мощность взрыва. Оказалось, что его результаты хорошо согласуются с цифрами, полученными с помощью гораздо более сложных операций.

Успешное испытание «Тринити» было вершиной военного периода Лос-Аламоса. Меньше чем через месяц на Японию были сброшены две атомные бомбы и война окончилась [1]. В Лос-Аламосе многие стали подумывать о мирной деятельности, о возвращении в университеты, к преподаванию.

Жизнь в Лос-Аламосе вполне устраивала Ферми: в ней была размеренность, которая ему нравилась и которая в этих необычных условиях военного времени была

---

[1] Как известно, атомная бомба не оказала решающего влияния на исход войны. Позорное применение атомного оружия против гражданского населения было вызвано, главным образом, желанием правящих кругов США показать свои «козыри» до того момента, когда по соглашению с союзниками СССР должен был вступить в войну против Японии. Кроме того, американской военщине было необходимо оправдать перед Конгрессом затрату нескольких миллиардов долларов на создание атомной бомбы.

Взрыв над Хиросимой явился первым атомным дипломатическим актом США в начинающейся драме «холодной войны». Но атомная политика США полностью провалилась; вопреки предсказаниям многих видных ученых, определявших срок атомной монополии США минимум в 15 лет, она закончилась уже в 1949 г.— *Прим. ред.*

установлена армейским распорядком. Его рабочий день начинался рано и продолжался, исключая часовой перерыв на ленч, вплоть до вечера. Вечера предназначались для разрядки и отдыха, которые в Лос-Аламосе нередко принимали форму хождения в гости. В гости ходили чаще, чем это обычно принято: ведь надо же было как-то скрасить изолированность поселка и к тому же повидать и старых, и новых друзей. Рабочая неделя была шестидневной. Большинство воскресений Ферми проводил на открытом воздухе. Он получал удовольствие от близости к природе, к диким и прекрасным ландшафтам Нью-Мексико, к горным тропам, по которым можно бродить летом — пешком, зимой — на лыжах, и к молодым людям, которые стали постоянными спутниками его воскресных прогулок. Компания знатоков своего дела и широкие возможности неофициального общения с ними давали великолепную интеллектуальную зарядку.

Если бы в Лос-Аламосе можно было создать университет, Ферми, видимо, остался бы там. Но 31 декабря 1945 г. он вернулся в Чикаго, который посещал много раз и во время пребывания в Лос-Аламосе. Он стал работать в Институте ядерных исследований, одном из трех новых институтов, созданных в Чикагском университете для ведения поисковых работ. Создание этих институтов отражало изменившееся после войны отношение к науке. Накопленный во время войны опыт продемонстрировал важность науки вообще и физики в особенности. Нации был преподан трудно забываемый урок: поддерживать своих физиков, помогать им в работе. Но урок получили и физики: война научила их работать с увеличенными ресурсами, с возросшим штатом помощников, на более сложном оборудовании и при более щедром бюджете. В таких условиях они работали более эффективно и, естественно, хотели сохранить эти условия для дальнейшей работы. Кроме того, выполняя военные задания, физики научились ценить сотрудничество с учеными других специальностей, особенно с химиками, металлургами, биологами. Если бы это сотрудничество не смогло продолжаться из-за узкой ведомственности университетов, это было бы большим шагом назад.

Вняв предостережениям А. Комптона, Чикагский университет осознал наступление «новой эры» и создал несколько новых институтов более широкого профиля, в которых ученые смежных областей могли работать вместе. Когда идея Института ядерных исследований стала материализоваться, Ферми предложили стать его директором. Не зная за собой склонности к работе администратора, он отказался и поступил в Институт простым сотрудником. Первым директором стал С. Аллисон.

Г. Андерсон

112

ЛЕКЦИИ ПО НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКЕ*

Часть I

(Записаны И. Халперном)

Курс нейтронной физики — часть программы Лос-аламосского университета — был прочитан Э. Ферми осенью 1945 г. Курс состоял примерно из 30 лекций; почти все они были прочитаны Ферми. В его отсутствие несколько лекций прочитали Р. Кристи и Э. Сегре.

Ниже следуют с небольшими перестановками, пропусками и вставками записи, сделанные во время лекций. Пропуски были необходимы, так как часть материала лекций все еще засекречена. Разделение на главы и разделы было сделано только при подготовке записей к печати[1]; всюду сохранен хронологический порядок. Домашние задания даны на своих местах.

И. Халперн

СОДЕРЖАНИЕ

I. Источники нейтронов 237
1. Реакции (α, n).— 2. Фотоисточники (γ, n).— 3. Искусственные источники нейтронов.— 4. Бомбардировка бериллия дейтронами.

II. Столкновения нейтронов с ядрами 241
1. Нейтронные сечения как функция энергии.— 2. Измерение полных сечений.— 3. Общая характеристика столкновений.— 4. Приложение полученного результата к некоторым случаям.— 5. Некоторые примеры рассмотренных типов реакций.

III. Диаграмма стабильных изотопов и что из нее следует о ядерных реакциях с участием нейтронов 250
1. Диаграмма Сегре.— 2. Веса изотопов и реакции (n, γ).

IV. Модели ядра и ядерных реакций 255
1. Составное ядро.— 2. Нейтронные резонансы и расстояние между уровнями ядра.— 3. Две модели ядра.

V. Рассеяние нейтронов 259
1. Формула Брейта — Вигнера.— 2. Общее рассмотрение рассеяния нейтронов. —3. Рассеяние на потенциале.— 4. Рассеяние нейтронов на кристаллах.

---

* *A Course in Neutron Physics.* Документ LADC-225 (5 февраля 1946 г.).

[1] Эти записи были не напечатаны, а лишь мимеографированы.— *Прим. ред. итало-амер. издания.*

VI. Замедление нейтронов 270
1. Изменение направления и энергии при столкновении.— 2. Распределение нейтронов от точечного источника (экспериментальные методы).— 3. Распределение нейтронов от точечного источника (вычисление $\overline{r^2}$).— 4. Распределение нейтронов от точечного источника (уравнение возраста).

VII. Распределение медленных нейтронов в среде 282
1. Дифференциальное уравнение для медленных нейтронов.— 2. Граничные условия для дифференциального уравнения.— 3. Длина диффузии l.— 4. Альбедо, или отражающие свойства пограничных поверхностей.

VIII. Деление ядер 296
1. Энергии связи ядер.— 2. Процесс деления.— 3. Продукты деления.— 4. Сечения деления и конкурирующих процессов для тяжелых изотопов.

Глава I

ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

1. Реакции (α, n)

(А) Li^7 (α, n) B^{10} будет означать $Li^7 + He^4 \rightarrow B^{10} + n^1 + Q$ (рис. 1), где Q — энергия реакции. Воспользуемся этой реакцией в качестве примера.

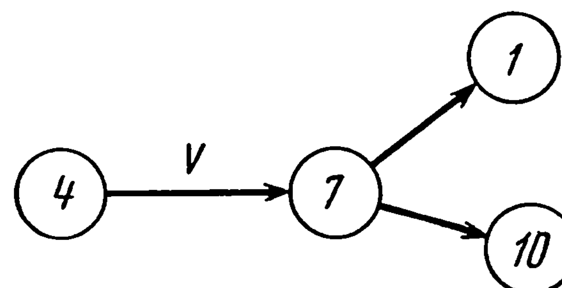


Рис. 1. К реакции Li^7 (α, n) B^{10}
Цифры обозначают массовые числа

Массы атомов, участвующих в реакции, известны из масс-спектрографических данных:

атомные массы			
Li^7:	7,01804	B^{10}:	10,01605
He^4:	4,00388	n^1:	1,00893
слева	11,02192	справа	11,02498

Видим, что масса справа превышает массу слева на 0,00306 массовых единиц (реакция эндотермична, т. е. Q отрицательно). Поскольку массовая единица равна 931 *Мэв*, $Q = -2{,}85$ *Мэв*.

Однако порог реакции несколько больше 2,85 *Мэв*: этой величины хватило бы только в том случае, если бы ни одна из конечных частиц не двигалась. Это невозможно с точки зрения сохранения импульса, так как вначале α-частица падает на неподвижный Li^7, так что у центра тяжести есть импульс, которым он будет обладать и после реакции.

Домашнее задание. В качестве упражнения (в будущем все задания будут набраны также мелким шрифтом) объяснить, почему для подобных вычислений можно использовать атомные массы, хотя известно, что в реакцию вовлечены только ядерные массы.

Домашнее задание. Используя $E = mc^2$, покажите, что одна массовая единица равна 931 *Мэв*. Превратите массовые единицы в граммы, эрги, *Мэв*.

Вычислим пороговую энергию для того случая, когда Li^7 покоится. Скорость центра тяжести $V_c = \frac{4V}{7+4} = \frac{4}{11}V$. Минимальная кинетическая энергия продуктов реакции будет $\frac{1}{2} \times 11 \times \left(\frac{4}{11}V\right)^2$. Следовательно, минимальная скорость альфа-частицы, необходимая для протекания реакции, должна подчиняться уравнению

$$\frac{1}{2} \times 4 \times V^2 = 2{,}85\ \text{Мэв} + \frac{1}{2} \times 11 \left(\frac{4}{11}V\right)^2,$$

откуда $\frac{7}{11}\left(\frac{1}{2} \times 4 \times V^2\right) = 2{,}85$ *Мэв* (т. е. только $\frac{7}{11}$ кинетической энергии α-частицы доступны для превращения в массу). Поэтому порог равен $2{,}85 \times \left(\frac{11}{7}\right) = 4{,}5$ *Мэв*.

(Б) Наиболее вероятной реакцией на Be^9 является $Be^9\,(\alpha, n)\,C^{12}$, хотя происходит также $Be^9\,(\alpha, n)\,3He^4$. Эта экзотермичная ($Q = 5{,}5$ *Мэв*) реакция является основной в наиболее распространенном источнике нейтронов (радий + бериллий). Она не имеет резкого порога, кривая выхода медленно растет с E_α (вследствие прохождения заряженных частиц через кулоновский барьер) (рис. 2). На этой реакции основаны три употребительных естественных источника нейтронов:

Ra + Be (~ 5 *г* Be на 1 *г* Ra)

Rn + Be (Газ Rn в Be капсуле; очень легкий, период полураспада ~ 4 дня)

Эти источники испускают слишком много γ-лучей для некоторых применений

Po + Be (Относительно малая интенсивность)

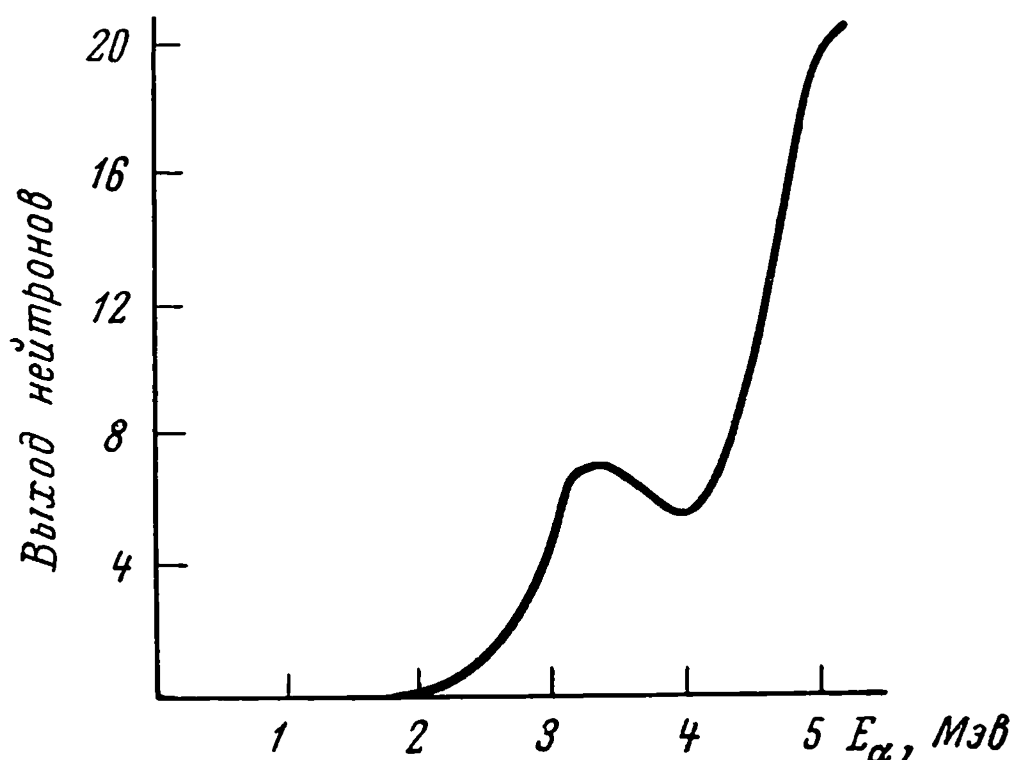


Рис. 2. Выход нейтронов из тонкой мишени в реакции Be (α, n)

Для того чтобы узнать, какие α-частицы испускаются в каждом

случае, следует обратиться к последовательности распадов уранового семейства.

Часть его, от U до RaG, показана на рис. 3.

Обычный Ra представляет собой смесь Ra и продуктов его распада, испускающих четыре α-частицы до RaD. Rn испускает три α-частицы. Po испускает только одну α-частицу.

Интенсивности естественных (α, *n*) источников:

Ra + Be, Rn + Be — от 10 до $15 \cdot 10^6$ *нейтронов/сек·кюри*;

Po + Be $2{,}8 \cdot 10^6$ *нейтронов/сек·кюри*;

здесь кюри — число распадов любого радиоактивного вещества, равное числу распадов 1 *г* радия.

Нейтроны источника (Ra + Be) будут иметь различные энергии вплоть до $7{,}68 + 5{,}5 \simeq 13$ *Мэв*. Их спектр будет достаточно непрерывным, так как в его образовании принимают участие различные α-частицы, которые к тому же проходят через кристаллы Be, и, кроме того, C^{12} не обязательно остается в основном состоянии.

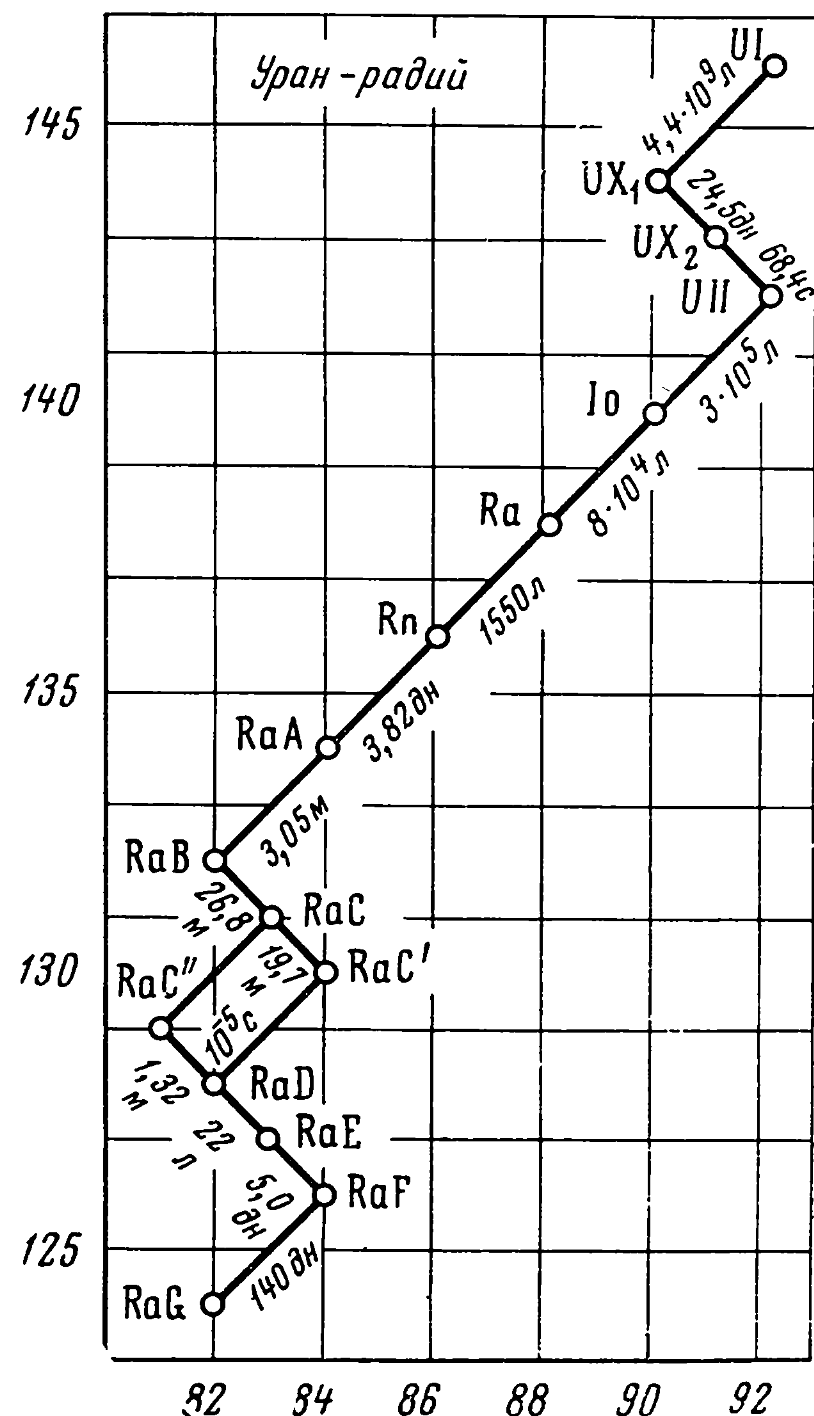


Рис. 3. Периоды полураспада радиоактивного семейства U^{238}

B(α, *n*)N; дает $\sim 2 \cdot 10^6$ *нейтронов/сек·кюри* с α-частицами Ra.

F(α, *n*)Na^{22}.

Иногда можно использовать α-частицы Ra в BF_3. Получается около 10^5 *нейтронов/сек·кюри*.

2. Фотоисточники: (γ, *n*)

Среди всех изотопов только Be и D имеют пороги реакции (γ, *n*) достаточно низкие (1,61 *Мэв* и 2,17 *Мэв* соответственно), чтобы их можно было использовать с естественными γ-лучами.

С такими источниками можно получать монохроматические нейтроны малых энергий. Однако γ-лучи Ra на Be дают две группы нейтронов (0,12 и 0,51 *Мэв*), так как выше порога лежат две γ-линии Ra.

Домашнее задание. Какова интенсивность источника, показанного на рис. 4, если пренебречь поглощением γ-лучей.

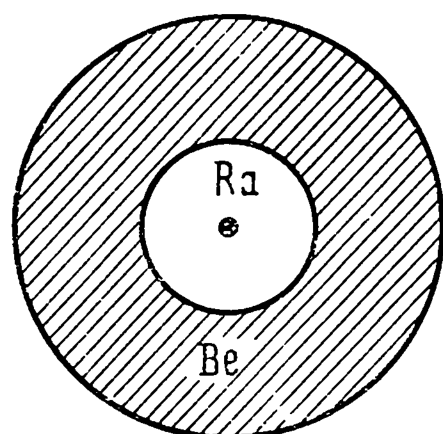


Рис. 4. Фотонейтронный источник

В центре— 1 *г* Ra; сфера из Be имеет внутренний радиус 1 *см*, внешний радиус — 3 *см*

Практическое правило вычисления полного числа нейтронов в секунду от источника $\gamma + \mathrm{Be}$: 1 *г* Ra на 1 *см* от 1 *г* Be дает $3 \cdot 10^4$ *нейтронов/сек.*

Другие фотоисточники.

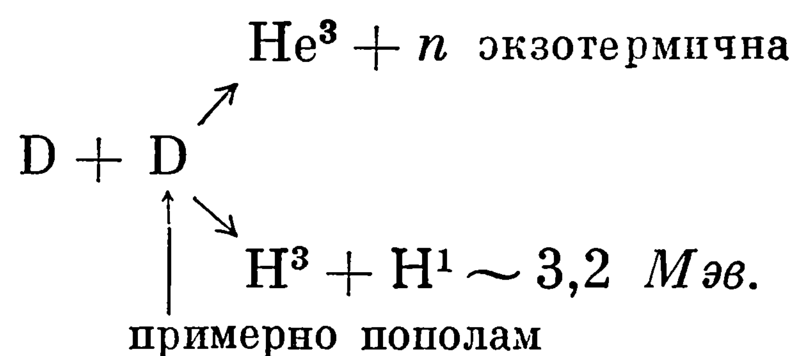
MsTh γ D_2O, нейтроны 0,220 *Мэв*,
MsTh γ Be, 2 группы нейтронов 0,88 и 0,16 *Мэв.*

Использование искусственных радиоэлементов в качестве γ-излучателей.

Реакция:	Sb γ Be	Ga γ D_2O	Na γ D_2O	La γ Be	Na γ Be
Энергии нейтронов:	0,030	0,12	0,24	0,62	0,80 *Мэв*

3. Искусственные источники нейтронов

А. *Реакция* D — D (бомбардировка тяжелого льда или тяжелого парафина дейтронами).



Выход для толстой мишени из тяжелого льда

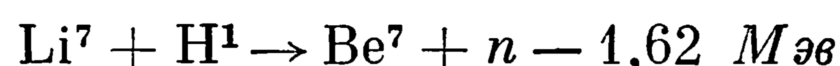
Энергия, *кэв*	Выход, *нейтронов/дейтрон*	Энергия, *кэв*	Выход, *нейтронов/дейтрон*
0	0	300	6,9
50	$0,2 \cdot 10^{-7}$	500	19
100	0,68	1000	81
200	3,0	2000	400

Домашнее задание. Сколько *нейтронов/сек* можно получить от пучка дейтронов с энергией 500 *кэв*, если ток равен 1 *ма*?

Преимущества этой реакции: заметный выход при малых энергиях; монохроматические нейтроны.

Недостатки: хлопотливая мишень.

Б. *Бомбардировка лития протонами.* Реакция



$$Li^7 + H^1 \to Be^7 + n - 1{,}62\ \textit{Мэв}$$

может дать монохроматические нейтроны вплоть до довольно низких энергий. Порог: $(8/7)\cdot 1{,}62 = 1{,}85$ *Мэв*.

Если мишень бомбардируется пороговыми протонами, то нейтроны выходят с конечной энергией (~ 30 *кэв*), так как в этом случае они движутся со скоростью центра тяжести. При увеличении энергии протонов появляется достаточно энергии, чтобы придать нейтронам скорость *относительно* ц. т. Результирующая скорость получается векторным сложением скорости центра тяжести и скорости нейтрона относительно центра тяжести. При достаточно больших энергиях результирующая скорость нейтронов может оказаться равной нулю или даже направленной назад.

4. Бомбардировка бериллия дейтронами

Выход циклотронного источника быстро растет с энергией. Для толстой мишени дейтроны с энергией 1 *Мэв* дают 10^8 нейтронов в 1 *сек* на 1 *мка*. Дейтроны с энергией 8 *Мэв* дают 10^{10} нейтронов в 1 *сек* на 1 *мка*.

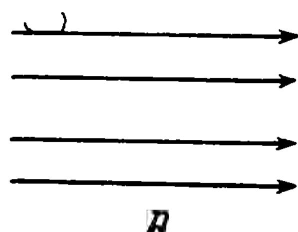
Глава II

СТОЛКНОВЕНИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Пример таких явлений — реакции (n, n), называемые процессами рассеяния (упругими, когда кинетическая энергия нейтрона до столкновения = сумме кинетических энергий нейтрона и ядра отдачи после столкновения; неупругими, когда кинетическая энергия не сохраняется — часть энергии может пойти на возбуждение ядра). Другой пример реакции, где нейтрон «приходит», а «уходит» другая «частица»: (n, γ), (n, p), (n, α). Третий различимый тип: реакция $(n, 2n)$. Четвертым типом могла бы быть реакция $(n$, деление$)$.

1. Нейтронные сечения как функция энергии

Интенсивности реакций обычно выражаются через сечения. За единицу времени в ядро попадает $nv\sigma$ нейтронов (рис. 5). В действительности это представление несколько туманно, так как σ не является хорошо определенной геометрической величиной. Используя полуклассические идеи, можно расширить наше понятие σ. Мы могли бы рассматривать σ как площадь геометрического сечения ядра и области, где действуют ядерные силы. Но и эта площадь будет порядка $3 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}, так что надо заключить, что все σ должны быть $\sim 3 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}. Однако имеются экспериментальные значения σ порядка $10^4 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}. Чтобы объяснить это, следует принять квантовомеханическую точку зрения. При малой скорости нейтрон становится большим телом. Он не может уже рассматриваться как точка по сравнению с ядром, он может быть гораздо больше. Размеры нейтрона будут задаваться $\lambda = h/mv$. При малых скоростях σ будет ограничено (по порядку величины) только условием $\sigma < \lambda^2$. Посмотрим поэтому, как λ зависит от E (энергии нейтрона в электронвольтах).



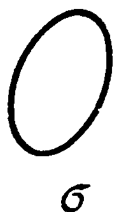


Рис. 5. К определению сечения

В пучке содержится n нейтронов на 1 *см*^{3}; σ — площадь ядра-мишени

$$\frac{1}{2} mv^2 = E \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг},$$

откуда $mv = \sqrt{3{,}2 \cdot 10^{-12} mE}$. Кроме того, $m = 1{,}6 \cdot 10^{-24}$ *г*. Поэтому $\lambda = h/mv = 2{,}8 \cdot 10^{-9}/\sqrt{E}$; λ называется длиной волны де Бройля.

На практике E изменяется от примерно 0,001 *эв* до нескольких миллионов *эв*.

Энергия тепловых нейтронов, например, составляет около 1/40 *эв*, что соответствует $\lambda = 2 \cdot 10^{-8}$ *см* (порядка междуатомных расстояний). Для нейтронов с энергией 1 *эв* $\lambda = 3 \cdot 10^{-9}$ *см*, для 10^6 *эв* $\lambda = 2 \cdot 10^{-12}$ (порядка размеров ядра). При достаточно больших энергиях λ становится гораздо меньше 10^{-12} *см*. Тогда можно использовать классические корпускулярные понятия, и при еще бóльших энергиях для верхнего предела σ следует пользоваться $\sigma < 10^{-24}$ *см*^{2}, а не $\sigma < \lambda^2$. В соответствии с этими идеями можно определить

$$\sigma = \frac{\text{Число процессов на 1 ядро за ед. времени}}{nv},$$

причем σ будет меньше наибольшей из двух величин: $3 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2} или λ^2.

2. Измерение полных сечений

В отсутствие поглотителя детектор измеряет интенсивность I_0. Затем устанавливаем поглотитель (рис. 6) и измеряем интенсивность I. Предположим, что телесный угол, под которым виден поглотитель из источника и детектора, бесконечно мал (следует быть уверенным в том, что даже



Рис. 6. К измерению поглощения

чуть-чуть рассеянные нейтроны не могут попасть в детектор). Таким образом, наша геометрия такова, что любой «затронутый» нейтрон не будет зарегистрирован. Обратимся к поглотителю: $dI = -\sigma_t N dx I$, откуда $I = \text{const}\cdot e^{-\sigma_t N x}$, и постоянная должна быть равна I_0 (рис. 7). Если тол-

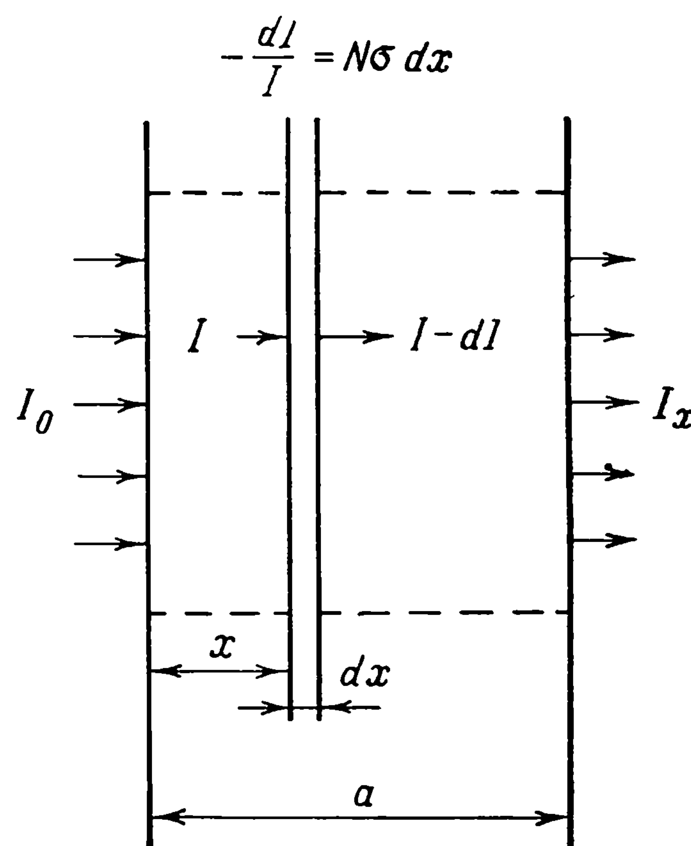


Рис. 7
Число атомов поглотителя в 1 $см^3$ равно N. Вероятность того, что нейтрон испытает столкновение в слое толщиной dx, равна $\sigma_t\, N dx$. Здесь σ_t есть сечение всех процессов, при которых нейтрон удаляется из пучка: $\sigma_t = \sigma_{упр} + \sigma_{неупр} + \sigma_{погл}$

щина пластины равна a, то $I = I_0 e^{-\sigma_t N a}$ и σ может быть вычислено по измеренным I и I_0:

$$\sigma_t = \frac{1}{Na} \ln \frac{I_0}{I}.$$

Здесь σ_t представляет собой $\sigma_{упр} + \sigma_{неупр} + \sigma_{погл}$, где $\sigma_{погл}$ включает все процессы с исчезновением нейтрона: (n, α), (n, p), (n, γ) и т. д.

Домашнее задание. Медная пластина толщиной 1 *см* уменьшает интенсивность тепловых нейтронов с 1 до 0,36. Каково σ_t меди для тепловых нейтронов? Выразите результат в единицах 10^{-24} $см^2$ (барнах).

3. Общая характеристика столкновений

Для наглядности можно иметь в виду реакцию (n, α), хотя последующее рассмотрение будет вполне общим (рис. 8 и 9). Под конечным состоянием подразумевается состояние α-частицы, либо ядра отдачи, так как если задать импульс и направление α-частицы, то закон сохранения импульса определит импульс и направление ядра отдачи, а из закона сохранения энергии можно будет найти возбуждение ядра отдачи. Таким образом, указание импульса и направления для α-частицы полностью определяет конечное состояние.

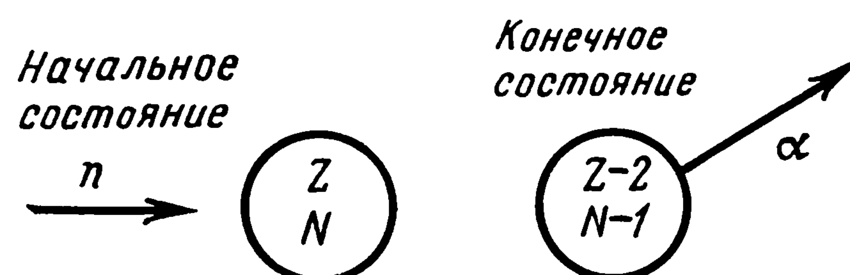


Рис. 8. Ядерная реакция

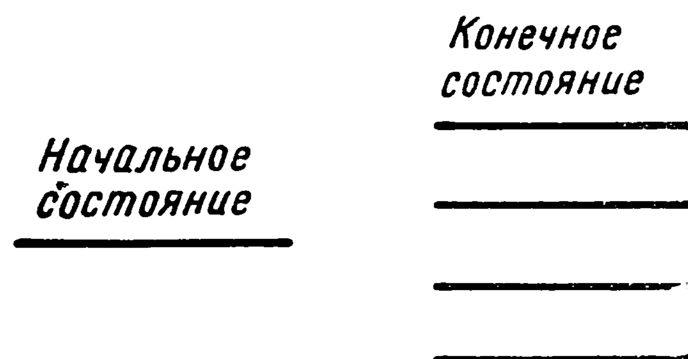


Рис. 9. При данной энергии начального состояния имеется несколько возможных конечных состояний

Какова вероятность того, что произойдет переход, для которого энергия α-частицы равна E (т. е. лежит между E и $E + dE$)? С помощью квантовой механики можно показать, что это есть произведение $M' \cdot \rho$, где $M' = \frac{4\pi^2}{h} |H|^2$, H — матричный элемент, зависящий от энергий начального и конечного состояний, а ρ (E) — плотность возможных конечных состояний в окрестности E.

Матричный элемент слишком сложен для вычисления здесь, но мы можем найти ρ. Фактически α-частицы могут вылетать с любой энергией, так что мы должны получить континуум (т. е. $\rho = \infty$). Однако можно поместить систему в ящик конечного объема Ω, что сделает распределение конечных энергий дискретным и ρ (число состояний на единичный энергетический интервал) будет конечным. Вопрос: «Сколько состояний на единицу энергии имеется около E?» превращается в «Сколько состояний α-частицы в ящике объемом Ω имеет энергию E?» Для ответа на него обратимся к статистической механике и найдем, что это число пропорционально объему фазового пространства, соответствующему этой энергии. Если h есть линейный размер ячейки фазового пространства (ячейка может содержать одно состояние), то число состояний, для которых p_x лежит между p_x и

$p_x + dp_x$ и т. д., есть

$$\frac{\Omega}{h^3}\, dp_x\, dp_y\, dp_z$$

(интегрирование по конфигурационному пространству, т. е. по dx, dy, dz уже проделано). Следовательно, число состояний с полным импульсом между p и $p + dp$ пропорционально объему шарового слоя в пространстве импульсов при $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$. Этот объем равен $4\pi p^2 dp$, и

$$\delta N = 4\pi p^2\, dp\, \frac{\Omega}{h^3}$$

представляет собой число состояний с импульсом от p до $p + dp$. Для частиц (т. е. α, p, n) $E = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{p^2}{2m}$, так что $dE = (p/m)dp$; для фотонов $E = h\nu$, $p = h\nu/c$, так что $dE = cdp$.

Вообще $dE = vdp$, где v — скорость частицы или фотона. Тогда число состояний на единичный энергетический интервал $\rho = \frac{\delta N}{\delta E}$ оказывается равным $\frac{4\pi\Omega}{h^3}\frac{p^2}{v}$ (вообще) или $\frac{4\pi\Omega m^2 v}{h^3}$ для частиц и $\frac{4\pi\Omega}{hc^3}\nu^2$ для фотонов. Хотя в ρ входит Ω, вероятность перехода не зависит от Ω, так как в M' появится Ω^{-1}. Так и должно быть для оправдания выбора произвольного Ω. Таким образом, вероятность перехода в состояние, где частица или фотон имеет импульс p_{out}, пропорциональна $M' \cdot \frac{p_{\text{out}}^2}{v_{\text{out}}}$. Эта вероятность будет пропорциональна $v_{\text{in}}\sigma$, где σ — сечение «превращения» нейтронов со скоростью v_{in} в частицы со скоростью v_{out}

$$\sigma = M \cdot \frac{p_{\text{out}}^2}{v_{\text{out}}} \cdot \frac{1}{v_{\text{in}}}.$$

Удобно ввести новую величину $M = M' \times$(коэффициент пропорциональности).

4. Приложение полученного результата к некоторым случаям

Для упругого рассеяния ($v_{\text{in}} = v_{\text{out}}$) получим просто $\sigma = Mm^2$ (так как $p = mv$). Таким образом, для медленных нейтронов (M не будет сильно меняться в малом диапазоне энергий) σ не зависит от скорости. Сечение упругого рассеяния медленных нейтронов не зависит заметным образом от их энергии. Следует указать, что для упругого рассеяния на легких ядрах $v_{\text{in}} = v_{\text{out}}$ только в системе центра тяжести, и вышесказанное справедливо именно для этой системы.

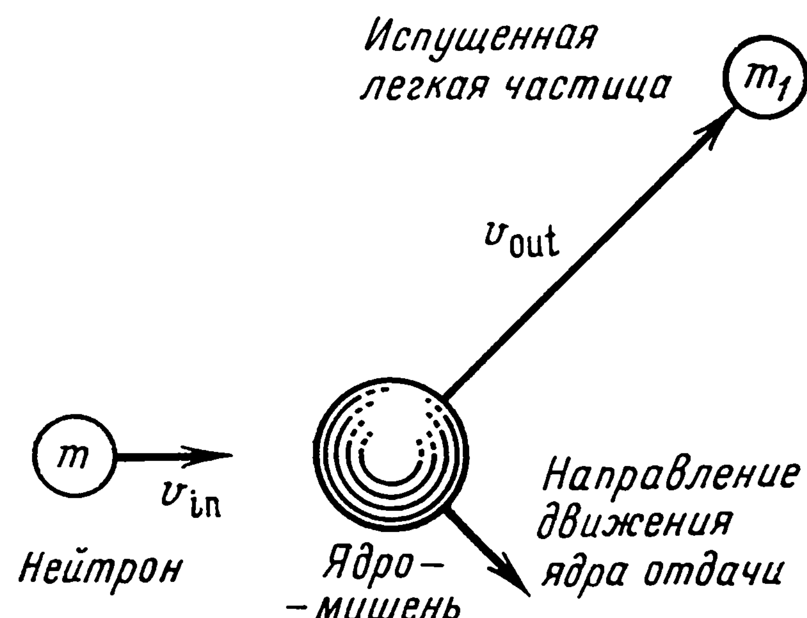


Рис. 10. Процесс «поглощения» (нейтрон поглощается ядром и испускается частица другого типа). Тяжелое ядро отдачи будет двигаться с малой энергией

В качестве второго примера рассмотрим один из так называемых процессов поглощения (рис. 10). Пусть ядро отдачи настолько тяжело, что легкая частица приобретает всю энергию. Тогда

$$\frac{1}{2} m_1 v_{out}^2 = \frac{1}{2} m v_{in}^2 + Q$$

или

$$p_{out}^2 = m_1 \left[\frac{m}{m_1} v_{in}^2 + \frac{2}{m_1} Q \right],$$

где m — масса нейтрона, m_1 — масса легкой частицы. Тогда

$$\sigma = M \cdot \frac{m_1^2}{v_{in}} \left[\frac{m}{m_1} v_{in}^2 + \frac{2}{m_1} Q \right]^{1/2}.$$

Заметим, что когда Q положительно (реакция экзотермична) и v_{in} мало, σ ведет себя как $1/v_{in}$ (закон $1/v$). Ясно, что отрицательное Q и очень малое v_{in} не имеют физического смысла; мы получаем мнимый результат. Это говорит главным образом о том, что в данном случае формула неприменима. При таких условиях σ должно обращаться в нуль.

Домашнее задание. Найдите примеры каждого из процессов (n, n) [упругого и неупругого], (n, γ), (n, α) и т. д. и укажите сечения (из литературы).

Рассмотрим далее неупругое рассеяние. (Предположим, что мы работаем в системе центра тяжести. В этом случае массу нейтрона следует заменить на приведенную массу $mm_A/(m + m_A) = \mu$. Если m_A велико, то приведенная масса практически совпадает с массой нейтрона, и последующие результаты будут приближенно верны и в лаб. системе.) Если первый возбужденный уровень ядра есть W, а энергия нейтрона $^1/_2\, \mu v_{in}^2 < W$, то неупругое рассеяние не может произойти. Если $^1/_2 \mu v_{in}^2 > W$, то при возбуждении уровня W

$$\frac{1}{2} \mu v_{in}^2 - W = \frac{1}{2} \mu v_{out}^2.$$

Подставляя в формулу для сечения, получаем

$$\sigma = M \cdot \frac{1}{v_{\text{in}}} \frac{(\mu v_{\text{out}})^2}{v_{\text{out}}} = M\mu^2 \frac{v_{\text{out}}}{v_{\text{in}}}.$$

График величины $v_{\text{out}}/v_{\text{in}}$ изображен на рис. 11. Обозначим $W = {}^1/_2\mu v_0^2$, откуда $v_{\text{out}} = (v_{\text{in}}^2 - v_0^2)^{1/2} = [(v_{\text{in}} + v_0)(v_{\text{in}} - v_0)]^{1/2}$. Видно, что v_{out} меняется как корень квадратный из превышения скорости над пороговой. Сечение образования медленных нейтронов этим методом будет мало, так как $\sigma \sim v_{\text{out}}$.

Рассмотрим теперь (n, γ). Здесь $p_{\text{out}} = h\nu/c$, $v_{\text{out}} = c$ и $\sigma = M \cdot \frac{1}{v_{\text{in}}} \frac{h^2\nu^2}{c^3}$. Пусть нейтрон падает на ядро (Z, N), так что составное ядро есть

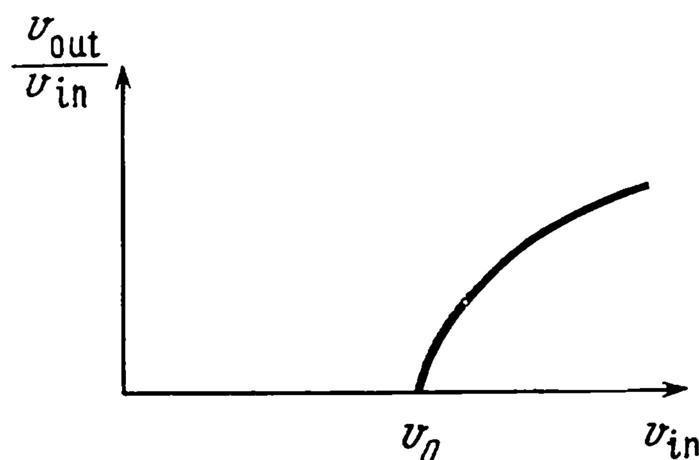


Рис. 11. Сечение для пороговой реакции в зависимости от энергии (барьера нет)

Около порога V_0 оно возрастает по параболе

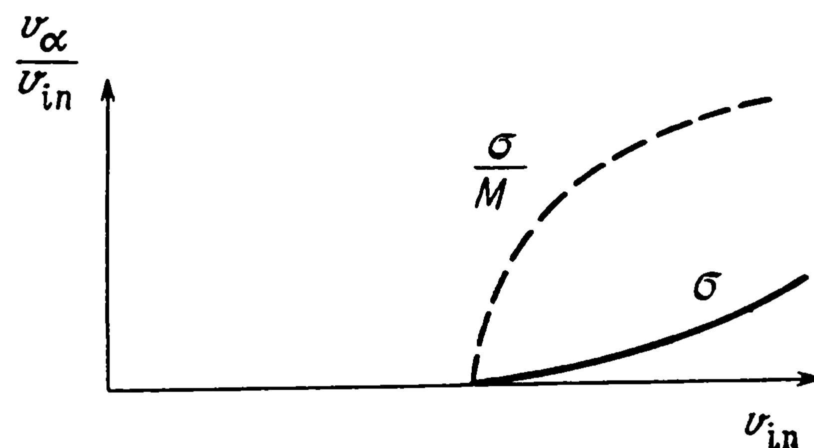


Рис. 12. Сечение для пороговой реакции в зависимости от энергии (барьер есть)

Сплошная линия — экспериментальные значения σ, пунктирная — значения σ/M

$(Z, N + 1)$. Захват нейтрона почти всегда (исключение — гелий) экзотермичен. Энергия, доступная для испускания фотона, есть ${}^1/_2\mu v_{\text{in}}^2 + W$, где W — энергия присоединения нейтрона (т. е. энергия реакции для этого случая). Если первый фотон соответствует попаданию на уровень L (не обязательно основной), то можно записать $h\nu = {}^1/_2\, \mu v_{\text{in}}^2 + W_L$. При $v \to 0$ величина $h^2\nu^2/c^3$ стремится к некоторому пределу (зависящему от W_L). Но величина $1/v_{\text{in}}$ в выражении для σ быстро возрастает. Реакции (n, γ) на медленных нейтронах ведут себя как $1/v_{\text{in}}$ (снова в предположении достаточного постоянства M).

Далее рассмотрим процессы (n, α): [сюда же относятся процессы (n, p)] $n + \text{A} \to \text{B} + \alpha$. Эти реакции могут быть как эндотермическими, так и экзотермическими (Q отрицательно или положительно). Уравнение для энергии в системе центра тяжести:

$$\frac{1}{2}\mu v_{\text{in}}^2 = \frac{1}{2}\mu_\alpha v_\alpha^2 - Q.$$

Возьмем сначала $Q > 0$; здесь v_α не меньше $\left(\frac{2Q}{\mu_\alpha}\right)^{1/2}$. Следовательно,

$$\sigma = M\cdot\frac{1}{v_{\text{in}}}\frac{(\mu_\alpha v_\alpha)^2}{v_\alpha} = M\frac{\mu_\alpha^2 v_\alpha}{v_{\text{in}}}.$$

Для малых энергий при $Q>0$ процесс (n, α) подчиняется закону $1/v$ [рассуждения аналогичны предыдущему случаю (n, γ)]. Иное положение для $Q<0$. Здесь имеется порог. Запишем

$$Q\equiv-\frac{1}{2}\mu v_0^2 \quad \text{и} \quad -\frac{1}{2}\mu v_0^2+\frac{1}{2}\mu v_{\text{in}}^2=\frac{1}{2}\mu_\alpha v_\alpha^2,$$

т. е. $v_{\text{in}}^2-v_0^2=\frac{\mu_\alpha}{\mu}v_\alpha^2$, откуда ясно видно, что $v_{\text{in}}=v_0$ есть пороговая скорость. Можно было бы вновь ожидать параболического возрастания v_α/v_{in}. Однако, как видно из рис. 12, наблюдается совершенно иное поведение σ. Причина состоит в быстром изменении M в этом случае. Медленные заряженные частицы с большим трудом проходят потенциальные барьеры.

5. Некоторые примеры рассмотренных типов реакций

$B^{10}+n\rightarrow Li^7+\alpha+2{,}99$ *Мэв* (обычно Li^7 остается в возбужденном состоянии, так что на кинетическую энергию приходится только около 2,5 *Мэв*). Как говорилось в разделе 4, эта реакция для медленных нейтронов должна идти как $1/v$, что и наблюдается. Для неразделенного бора (смесь B^{10} и B^{11}) σ равно 705 *барн* для нейтронов комнатной температуры. Поскольку скорость таких нейтронов равна $2{,}2\cdot10^5$ *см/сек*, то сечение меняется как $705\cdot2{,}2\cdot10^5/v$. Можно отметить, что для чистого B^{10} сечение при комнатной температуре составляет 3800 *барн*. Эта реакция довольно важна, поскольку на ее использовании основывается несколько нейтронных детекторов. См., например, рис. 13.

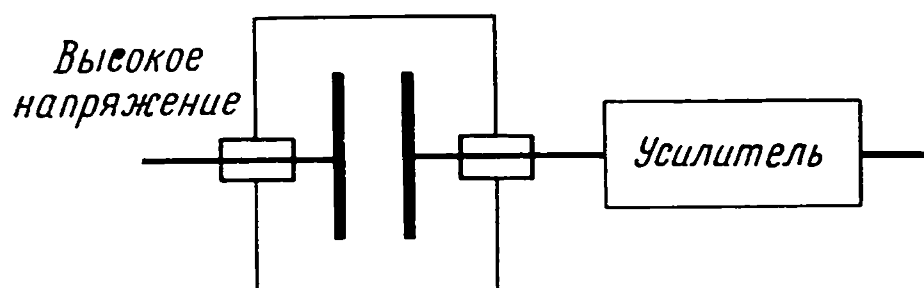


Рис. 13. Ионизационная камера с BF_3. Особенно чувствительна к медленным нейтронам

Домашнее задание. Через слой бора толщиной 0,05 *г/см²* проходит пучок нейтронов с энергией 1 *эв*. Каково будет уменьшение интенсивности пучка?

Существует множество вариантов этой схемы. Можно сделать электроды для большего умножения, т. е. цилиндрически симметричные. Можно заполнить камеру аргоном, а бор (в виде некоторого соединения) расположить на одном из электродов. Если этот слой достаточно тонок,

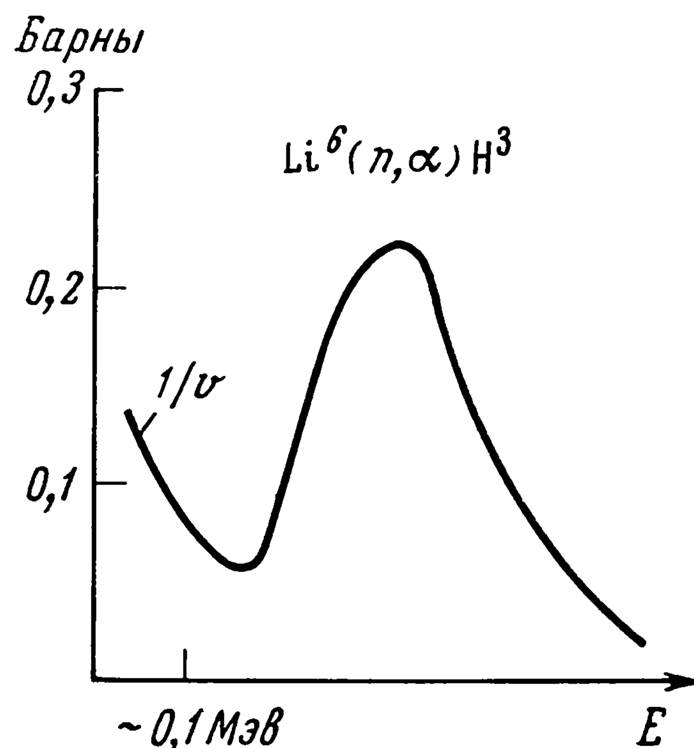


Рис. 14. Сечение реакции $Li^6(n, \alpha) H^3$ в зависимости от энергии

то вылетающие Li^7 или He^4 могут, проходя через аргон, вызвать необходимую ионизацию.

$Li^6 + n \rightarrow H^3 + He^4 + 4{,}5$ *Мэв* (наиболее удобный метод получения H^3). Для обычного лития (смесь Li^6 и Li^7) сечение составляет 65 *барн* для нейтронов комнатной температуры. Закон $1/v$ выполняется для медленных нейтронов вплоть до примерно 0,1 *Мэв* (рис. 14). Для легких ядер (с большими расстояниями между энергетическими уровнями) закон $1/v$ справедлив до более высоких энергий, чем для тяжелых ядер с их близко расположенными уровнями (что приводит к резким изменениям M). Следует все время помнить, что закон $1/v$ справедлив для *относительных* скоростей. Иначе говоря, когда v нейтронов становится малым, то при применении закона $1/v$ следует учитывать тепловое движение ядер-мишеней. Вычислим число медленных нейтронов, захваченных в некотором веществе в единицу времени, как функцию скорости нейтронов при условии, что σ подчиняется закону $1/v$. Рассмотрим атомы со скоростями v. Каково число захватов в единицу времени, обусловленных атомами со скоростью v? Поскольку σ меняется, как $A/v_{\text{относ}}$, и число «встреч» в 1 *сек* меняется, как $N_v v_{\text{относ}}$, вероятность захвата, пропорциональная их произведению, будет равна $N_v A$, где A можно считать постоянной (N_v есть концентрация атомов скорости v). Полная вероятность захвата будет $\sum_v N_v A = AN$, т. е. постоянна. Таким образом, число захватов в единицу времени постоянно и не зависит от $v_{\text{относ}}$ всякий раз, когда σ меняется как $1/v$.

Домашнее задание. Каково среднее время жизни нейтрона в глыбе лития (или BF_3) при стандартных условиях?

$N^{14} + n \rightarrow C^{14} + H^1 + 0{,}6$ *Мэв*. Хотя Q положительно, но мало, кроме того, существует потенциальный барьер, так что для нейтронов комнатной температуры сечение составляет всего 1,7 *барн*.

Домашнее задание. Каково среднее время жизни нейтрона в воздухе?

Глава III

ДИАГРАММА СТАБИЛЬНЫХ ИЗОТОПОВ И ЧТО ИЗ НЕЕ СЛЕДУЕТ О ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ С УЧАСТИЕМ НЕЙТРОНОВ

1. Диаграмма Сегре

Положение ядра на этой диаграмме задается числом протонов и числом нейтронов, содержащихся в ядре. Примерный вид диаграммы показан на рис. 15.

Для удобства полоса стабильных изотопов обычно изображается по частям (рис. 16).

Вместе со стабильными ядрами на диаграмму наносятся нестабильные ядра (образованные при различного вида реакциях). Для примера изобразим часть диаграммы вблизи алюминия (рис. 17).

Оказывается, что для алюминия все три нейтронные реакции (которые к тому же принадлежат к числу самых распространенных) приводят к нестабильным конечным продуктам. Последние обычно являются β-излучателями. Поэтому обсуждавшаяся уже реакция (n, p) закончится там же, где начиналась, только нейтрон превратится в протон + электрон: за $Al^{27} + n \rightarrow Mg^{27} + H^1$ последует $Mg^{27} \rightarrow Al^{27} + e^-$ и суммарный эффект можно записать как $n \rightarrow p + e^-$. Существуют также (p, n) реакции, для

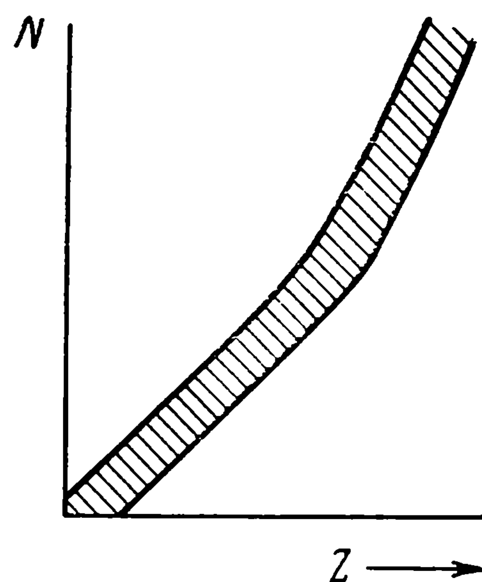


Рис. 15. Диаграмма Сегре: представление ядер в координатах N (число нейтронов) — Z (число протонов)

Область стабильных изотопов заштрихована

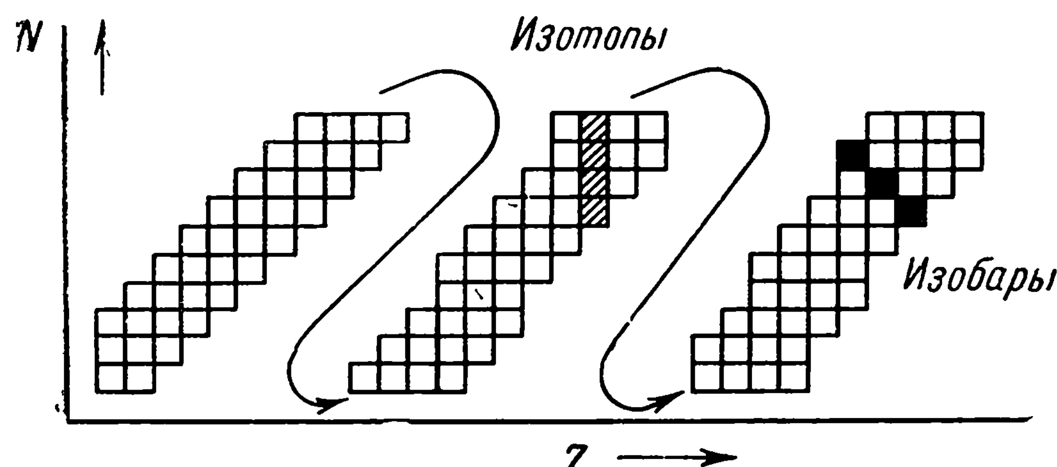


Рис. 16. Часть диаграммы Сегре

Изотопы (заштрихованный квадрат) находятся в одном вертикальном ряду. Изобары (ядра с одинаковым массовым числом) находятся на одной диагонали и показаны сплошными квадратами

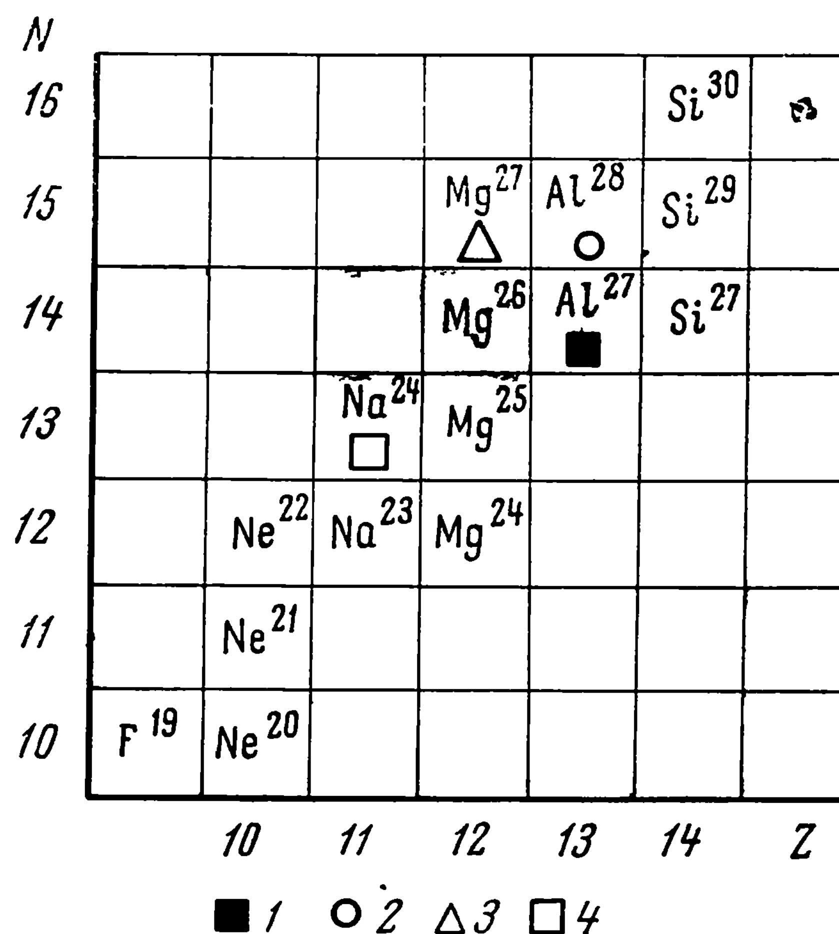


Рис. 17. Ядерные реакции с нейтронами на Al^{27}

1 — ядро-мишень Al^{27}; *2* — продукт реакции Al^{27} (n, γ) Al^{28}; *3* —продукт реакции Al^{27} (n, p) Mg^{27}; *4* — продукт реакции Al^{27} (n, α) Na^{24}

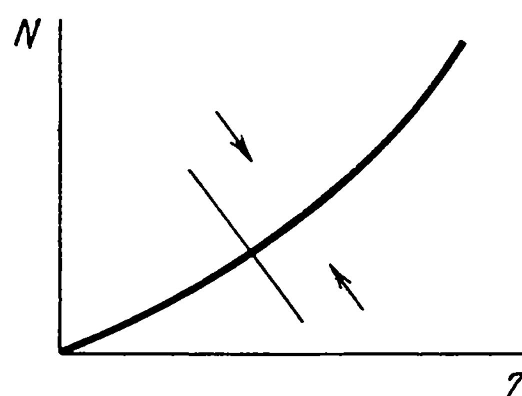


Рис. 18. Нестабильные ядра будут смещаться к линии стабильности; ядра, лежащие выше нее,— испуская электроны, а лежащие ниже — позитроны

которых результат выглядит так: $p \to n + e^{+}$. Обратимся снова к Al^{27} и отметим, что «заменяя» нейтроны на протоны и наоборот, мы получим ряд ядер, для которых $Z + N = 27$. На диаграмме они расположатся на прямой линии с наклоном — 1 (рис. 18). Конечно, большинство ядер этого ряда являются нестабильными.

Нестабильные ядра ниже области устойчивости не обязательно должны испускать позитроны. Они могут передвинуться в правильном направлении с помощью захвата K-электрона. Этот процесс наблюдался.

Все три нестабильных ядра, рассмотренных в связи с Al^{27}, являются β-излучателями. Этого и следовало ожидать, так как все они расположены выше кривой устойчивости. Этим ядрам присущи характерные периоды полураспада:

$$Al^{28} — 2{,}3\ \textit{мин}, \qquad Mg^{27} — 10\ \textit{мин}, \qquad Na^{24} — 15\ \textit{час}.$$

Если Al^{27} бомбардируется нейтронами подходящих энергий, то могут образоваться все три продукта. Для разделения активностей могут быть использованы химические методы.

Домашнее задание. Найдите по 5 примеров каждого из процессов (n, α), (n, p), (n, γ). Запишите периоды полураспада радиоактивных конечных ядер.

Если с помощью химии или путем использования нейтронов нужной энергии выделить только одну активность, то можно изучить энергетический спектр испускаемых β-частиц. Мы обнаружим, что он непрерывен (рис. 19). Этот результат оказался несколько неожиданным. Чтобы объяснить вид спектра, обычно предполагают, что полное уравнение должно быть (беря для примера радиоактивный Mg^{27}): $Mg^{27} \rightarrow Al^{27} + e^- + \nu$, где ν означает нейтрино, введенное Паули. Нейтрино уносит избыток энергии, т. е. $E_{e^-} + E_\nu = E_0$, где E_0 — константа, которая дает энергию β-распада. На упомянутом выше графике E_0 есть максимальная энергия. Для

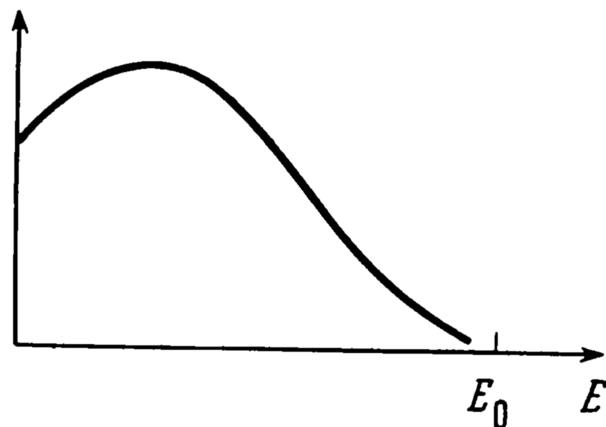


Рис. 19. Спектр β-лучей

По оси ординат отложено число β-частиц в единичном интервале энергии

Mg^{27} $E_0 = 1{,}8$ *Мэв*. Таким образом, нейтрино здесь призвано помочь сохранению энергии. Прежде чем принять такую схему, следует показать, что именно максимальная энергия β-спектра (а, скажем, не средняя его энергия) есть энергия, теряемая ядром при β-распаде. Посмотрим, что получится из этого предположения, на примере Mg^{27}. Наблюдаемый результат есть: $Mg^{27} \rightarrow Al^{27} + e^- + \nu + 1{,}8$ *Мэв*. Известна также реакция $Al^{27} + n \rightarrow Mg^{27} + H^1 + Q$. Суммируя их, находим: $0{,}75$ *Мэв* $= Q + E_0$ (0,75 есть разница масс нейтрона и водородного атома) и $Q = -1{,}05$ *Мэв*. Итак, из найденного на опыте β-спектра Mg^{27} следует (если наши предположения верны, т. е. если максимальная энергия β-спектра соответствует полной энергии процесса испускания β-частицы), что реакция (n, p) на Al^{27} должна быть эндотермична с $Q = -1{,}05$ *Мэв*. Это и наблюдалось: процесс имеет порог, соответствующий данному Q. Если бы экспериментальное значение Q оказалось равным, скажем,— 1,2 *Мэв*, то это указало бы на то, что энергия β-распада превосходит максимальную энергию β-спектра. В этом случае для удовлетворения закона сохранения энергии потребовалось бы приписать нейтрино ненулевую массу покоя.

2. Веса изотопов и реакции (n, γ)

По грубой оценке все такие реакции экзотермичны примерно с 8 *Мэв*. В качестве уравнения энергии можем записать:



$$A + n \rightarrow (A + 1) + Q.$$

Предположив (совсем грубо), что масса ядра, состоящего из A протонов и нейтронов, равна A, мы найдем:

$$Q = 0{,}009 \text{ масс. ед. или около } 8 \text{ Мэв}.$$

В действительности во многих случаях истинные массы ядер заметно отличаются от A. Оказалось удобным ввести коэффициент упаковки

$$\frac{\text{Масса ядра} - A}{A}.$$

Этот коэффициент появляется в выражении для энергии связи ядра. Энергия связи, приходящаяся на одну частицу, равна 0,0085 — (коэффициент упаковки). Это видно из следующих соображений. Полная энергия связи есть: $1,0081\,Z + 1,0089\,N$ — (масса ядра). Предположив, что $Z \sim N$, можно приближенно переписать это выражение в виде

$$1{,}0085\,(Z + N) - \text{масса ядра}.$$

Деление его на A приводит к искомому результату. В приложении к нашим теперешним задачам из всего сказанного следует, что реакция (n, γ) не всегда экзотермична с $Q = 8$ *Мэв*, и для нахождения Q надо знать упаковочные коэффициенты соответствующих ядер.

Домашнее задание. Найти 10 ядерных масс в начале диаграммы и вычислить для них энергию присоединения нейтрона. Возьмите H^1, H^2, Li^6, Li^7, Be^9, B^{10}, B^{11}, C^{12}, C^{13},...

Мы видели, что по всей периодической системе энергия присоединения нейтрона составляет около 8 *Мэв*. С изменением A энергия присоединения меняется хаотично, но, кроме того, существует и регулярная вариация. Она связана с упаковочным коэффициентом, которой не вполне независим от положения изотопа в периодической таблице (рис. 20).

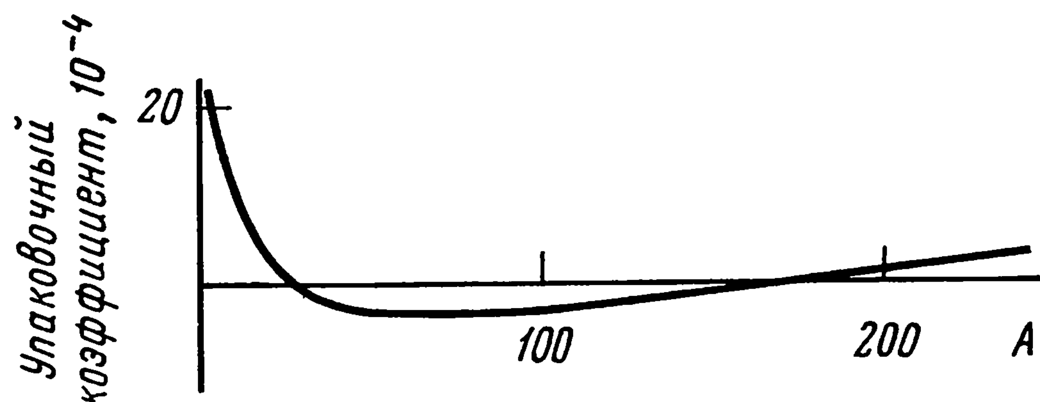


Рис. 20. Упаковочный коэффициент

Стабильные изотопы расположены вблизи кривой

Используем теперь экспериментальную кривую коэффициента упаковки для определения регулярного изменения энергии присоединения в зависимости от A. Выпишем

$$\text{У. к.} = \frac{M - A}{A} = f(A),$$

откуда $M(A) = A\,[1 + f(A)]$; аналогично, $M(A + 1) = (A + 1)\,[1 + f(A + 1)]$.

Энергия присоединения нейтрона (или протона) к ядру A приближенно равна

$$-(A + 1)\,[1 + f(A + 1)] + A\,[1 + f(A)] + 1{,}0085$$

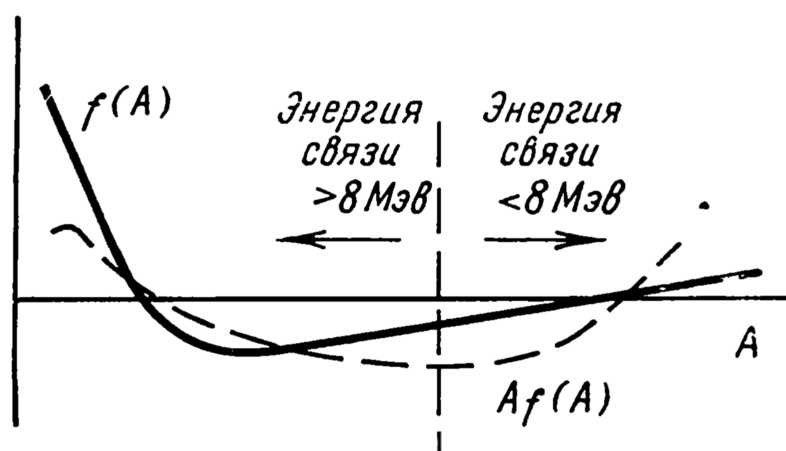


Рис. 21. Упаковочный коэффициент

(где 1,0085 есть средняя масса нейтрона и протона), т. е. 0,0085 — — $[(A+1)\,f\,(A+1) - Af\,(A)]$, что можно записать в виде 0,0085 — — $d/dA\ [Af\,(A)]$. Функция $Af\,(A)$ показана на рис. 21. Заметим, что при очень малых A энергия присоединения ведет себя хаотично (в этой области кривой не стоит пользоваться). Вскоре она становится > 8 *Мэв* (кривая имеет отрицательный наклон). При достаточно больших A энергия присоединения становится меньше 8 *Мэв*.

Домашнее задание. Возьмите действительную кривую дефекта масс. Найдите среднюю энергию присоединения для ядер в следующих областях: Fe, Ag, Pb, U.

Во всяком случае, реакции (n, γ) связаны с энергиями порядка 8 *Мэв*. (Единственными «стабильными» изотопами, которые, как мы знаем, вообще не могут присоединить нейтрон, являются He^4 и сам нейтрон. Тритий, по-видимому, также не присоединит третий нейтрон. Это должно быть верно для всех нестабильных ядер с достаточным избытком нейтронов.) На рис. 22 область связывания нейтронов в ядре изображена вместе с кривой стабильных изотопов. Чем ближе изотоп к верхней пунктирной кривой, тем более вероятно, что он будет испускать нейтроны (как это делают осколки деления). Изотопы, расположенные чуть выше кривой стабильности, для перехода в стабильные будут испускать β-частицы.

Следует указать, что «правило 8 *Мэв*» для реакций (n, γ) является очень грубым приближением и может часто давать ошибочные результаты.

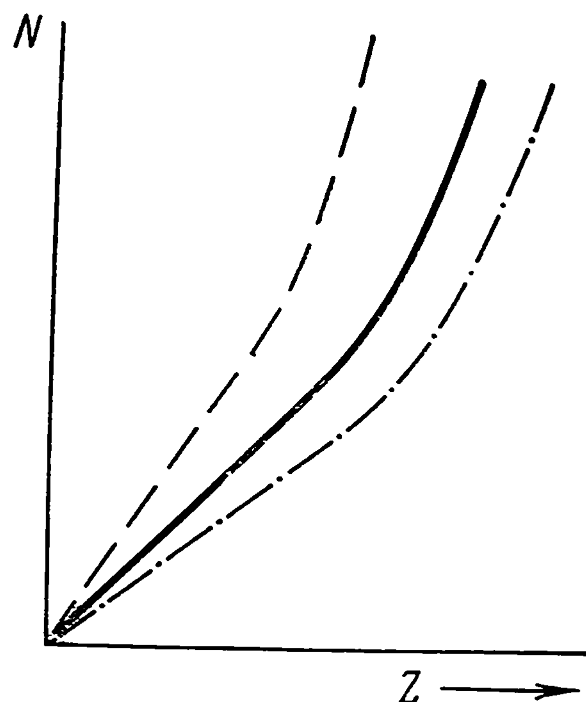


Рис. 22. Области ядерной стабильности

Сплошная линия — кривая стабильных изотопов; в изотопах выше пунктирной линии не может быть связан нейтрон; в изотопах ниже штрих-пунктирной линии не может быть связан протон

Так, например, на дейтерии и Be^9 обратные процессы, т. е. реакции (γ, n), имеют пороги 2,2 *Мэв* и 1,7 *Мэв* соответственно. Это показывает, что энергии связи нейтронов могут быть значительно ниже 8 *Мэв*.

Глава IV

МОДЕЛИ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1. Составное ядро

Мы видели (глава II, раздел 4), что сечение процесса (n, γ) при малой энергии ведет себя как $\frac{1}{v}\left(\frac{h\nu}{c}\right)^2\frac{1}{c}$. Известно около 100 реакций (n, γ). Для большинства из них закон $1/v$ выполняется только очень близко от $v = 0$. Это происходит потому, что поведение σ усложняется значениями M, которые обнаруживают очень резкие изменения или резонансные уровни. Объяснение резонансов должно быть дано с помощью некоей модели. Наше описание ядерной реакции будет примерно следующим (рис. 23).

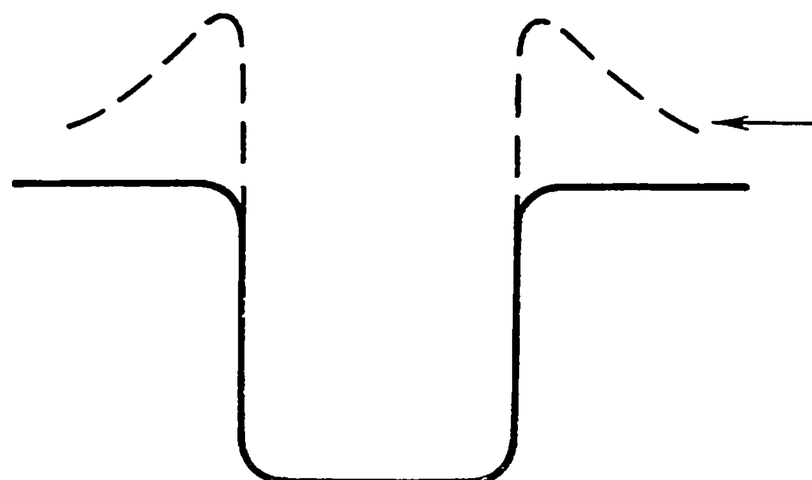


Рис. 23. Ядро как потенциальная яма

Сплошная кривая — потенциальная яма, т. е. ядро; пунктир — потенциальный барьер, который надо добавить для падающих протонов; стрелка — энергия падающих нейтронов

Нейтрон, попавший в ядро, не выбьет из него первую же частицу, с которой он столкнется. Его энергия распределится среди различных частиц ядра. Объединение «нейтрон + старое ядро» называется составным ядром. Вылет частицы из него определяется вероятностью того, что в ходе взаимодействий внутри ядра необходимая для ускользания энергия сконцентрируется на одной частице. В соответствии с этим описанием процесс (n, γ) может быть представлен так:


$A + n \rightarrow (A + n)^*$, где * обозначает возбуждение,


$(A + n)^* \rightarrow (A + n) + h\nu$ (занимает сравнительно много времени).

Обычно говорят, что составное ядро «относительно стабильно». Это означает, что время концентрации энергии, необходимой для вылета частицы из составного ядра, гораздо больше времени, за которое частица пролетела бы через ядро. Время пролета будет порядка $10^{-12}/10^9 = 10^{-21}$ *сек*. Время существования составного ядра может быть выведено

из соотношения $\hbar \sim \Delta E \Delta t$ по известным ширинам резонансных уровней. Иногда Δt составляет около 10^{-14} *сек.* Это в 10^7 раз больше времени пролета.

Домашнее задание. Найдите в литературе всю, какую Вы сможете, информацию о нейтронных резонансах индия и золота.

2. Нейтронные резонансы и расстояние между уровнями ядра

Установив, что механизм ядерного столкновения связан с образованием «составного ядра», вернемся к процессу (n, γ) с целью получения дальнейшей информации о ядре. Как было показано, сечение такого процесса следует закону $1/v$ для малых v и обнаруживает резонансы при увеличении v (раздел 1 этой главы). Эти резонансы можно связать с энергетическими уровнями составного ядра, как указано на рис. 24. Начиная с очень малых скоростей, нейтроны будут поглощаться по закону $1/v$ до тех пор, пока энергия не увеличится настолько, что сумма их энергии и энергии присоединения нейтрона к А не станет равной энергии некоторого возбужденного состояния составного ядра (А + n). При этой энергии нейтронов в сечении поглощения появится пик.

Если, скажем, для ядер среднего веса первый такой резонанс появляется в среднем при энергии нейтронов порядка E, то можно заключить, что расстояние между энергетическими уровнями ядер среднего веса равно E (в области возбуждений, соответствующей энергии связи нейтрона). Для ядер среднего атомного веса такие «первые захватные резонансы» рас-

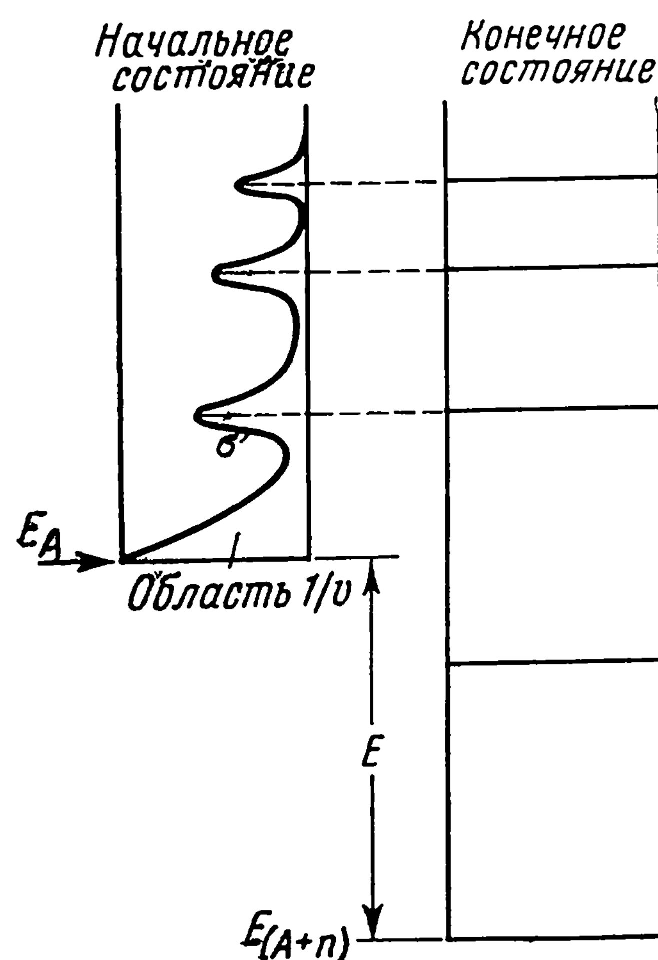


Рис. 24. Энергетические уровни ядер

Начальное состояние: ядро A и нейтрон n разделены. Конечное состояние: составное ядро (А + n). E_A и E_{A+n} — энергии основных состояний ядер A и $(A+n)$; E — энергия присоединения нейтрона

положены примерно при 10 *эв*. Таким образом, при возбуждении $\sim$ 8 *Мэв* расстояние между энергетическими уровнями составляет около 10 *эв*. Однако эксперименты, рассматривающие такие ядра вблизи их *основного* состояния, указывают на то, что при малых энергиях расстояние между энергетическими уровнями составляет $10^5 - 10^6$ *эв*.

Домашнее задание. Найдите в литературе первые резонансы для ядер с массовым числом A от 100 до 150. Оцените расстояние между уровнями в этой области.

3. Две модели ядра

Итак, у нас есть два факта, которые надо объяснить при построении модели ядра: 1) почему при ядерных столкновениях образуется относительно стабильное составное ядро? 2) почему расстояние между энергетическими уровнями быстро убывает с ростом энергии возбуждения в средних и тяжелых ядрах? (Приведенные выше рассуждения не слишком хорошо применимы к очень легким ядрам.) Первую проблему в любой модели рассматривают примерно следующим образом. Считается, что ядро есть совокупность плотно упакованных частиц, сдерживаемых короткодействующими силами. Взаимодействия между соседями сильны. Для электронов атома такие взаимодействия слабы, и поэтому столкновение быстро движущейся частицы с таким электроном может приближенно рассматриваться как задача двух тел. Для ядерных соударений это не так. Сильные взаимодействия действуют как амортизаторы. Поэтому, если частице удалось столкнуться с ядерной частицей, то энергия соударения быстро делится между всеми ядерными частицами. Эта энергия распределяется и перераспределяется, так как ядерные частицы продолжают двигаться. И только когда случайно на одной из частиц сконцентрируется достаточная энергия, произойдет «распад» и частица покинет ядро. Именно поэтому составное ядро может просуществовать столь долго.

Для ответа на второй вопрос рассмотрим две модели. Во-первых, представим ядро как механическую систему из A частиц, каждая из которых имеет 3 степени свободы. Система будет испытывать колебания с $3A$ характеристическими частотами, так как у нее $3A$ степеней свободы. С частотой колебаний ν_1 связана энергия $h\nu_1$. Если система колеблется с частотами ν_1 и ν_5 одновременно, то энергия будет $h\nu_1 + h\nu_5$. В общем случае энергия будет равна

$$a_1h\nu_1 + a_2h\nu_2 + a_3h\nu_3 + \ldots + a_{3A}h\nu_{3A},$$

где a — целые числа. Если $\nu_1 \neq \nu_2 \neq \nu_3$ и т. д., то легко видеть, что при больших энергиях будет больше уровней на единицу энергии. Этот довод лишь качественен и неточен, но общая идея разумна. В системе с большим числом степеней свободы наблюдается сгущение уровней при высоких энергиях.

Этот подход может быть несколько усовершенствован. Бор предложил рассматривать ядро как каплю. И ядра, и капли удерживаются от развала силами малого радиуса действия (меньше размеров капли или ядра); их объемы пропорциональны массе. Таким образом, ядра не являются очень непохожими на капли.

Зададимся вопросом о возможных типах колебаний капли (рис. 25). Для ответа на него можно провести вычисления при разных предположениях и разными, не очевидно неправильными, способами. Все теории приводят к выражению для плотности ядерных уровней вида $e^{-f(E)}$. Однако слишком детальные утверждения об $f(E)$ оказываются неоправданными. Все же можно сказать, что капельная модель дает результаты в правильном направлении.



Рис. 25. Капельная модель ядра

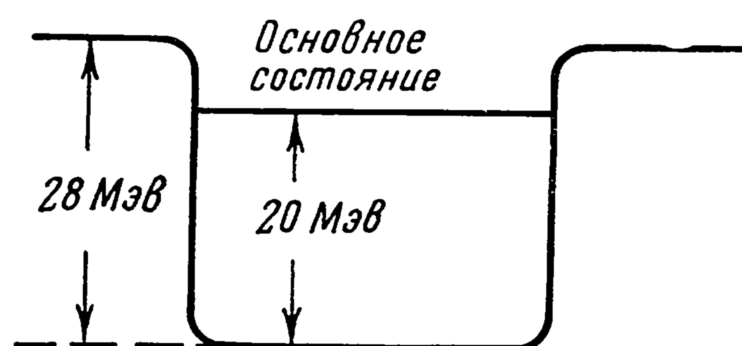


Рис. 26. Газовая модель ядра

Вторая модель совершенно непохожа на первую. Мы рассматриваем ядро как протонный и нейтронный газ в яме (рис. 26) и говорим о температуре газа T. При $T = 0$ ядро находится в основном состоянии (но тем не менее вследствие принципа Паули некоторые частицы движутся достаточно быстро). Если газу сообщается энергия, то некоторые частицы начинают двигаться быстрее и T возрастает. Можно показать, что для вырожденного газа рассматриваемого здесь типа энергия пропорциональна T^2, а не T. Именно

$$U \doteq \frac{1}{4}\pi^2\left(\frac{A}{\zeta}\right)\tau^2,$$

где U — энергия, A — число частиц в ядре, ζ — энергия в основном состоянии ($\sim$ 19 *Мэв*) и $\tau = kT$. Если U записать в виде $a\tau^2$, то энтропия

$$S = \frac{\partial U}{\partial \tau} = 2a\tau = 2\sqrt{aU} = \pi\sqrt{\frac{A}{\zeta}U}\,.$$

Как обычно, $S = \ln P + \text{const}$, где P — вероятность обсуждаемого состояния. Статистически P есть число состояний на единичный интервал энергии. Итак: число состояний на единицу энергии равно $Ce^{\pi\sqrt{\frac{A}{\zeta}U}}$ т. е. $-\pi\sqrt{\frac{A}{\zeta}U}$ соответствует $f(E)$ в капельной модели]. Применяя

это соотношение к средним ядрам с возбуждением 8 *Мэв* ($A \sim 100$, $\zeta \sim 19$), находим,что число состояний на единичную энергию равно $C \cdot e^{20}$ или $C \cdot 10^{8}$. Таким образом, плотность состояний при 8 *Мэв* в 10^{8} раз больше плотности уровней вблизи основного состояния. Это несколько многовато.

В заключение следует подчеркнуть, что этим моделям не надо придавать большего смысла, чем они имеют. Они служат для указания тенденции. Основная идея состоит в том, что ядро рассматривается как система со многими степенями свободы. Почти любой подход обнаружит найденное нами логарифмическое изменение. Более детальное рассмотрение дано в § 53 обзора Бете (Nuclear Physics, Part II, Rev. Mod. Phys., 9, April 1937) [2].

Домашнее задание. Используя газовую модель, составьте таблицу плотности уровней следующих ядер при заданном возбуждении (в *Мэв*): Be, Fe, Ag, Au, $E = 4$, 6, 8, 10.

Глава V

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ

1. Формула Брейта — Вигнера

Мы уже приводили общую формулу для сечения ядерного процесса (стр. 242). Можно показать, что для того случая, когда резонансные уровни составного ядра далеки друг от друга, а нас интересует сечение вблизи одного из резонансных уровней, выражение для сечения процесса (a, b) имеет вид:

$$\sigma(a, b) = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E_a - E_r)^2 + \Gamma^2/4}.$$

Это и есть формула Брейта — Вигнера. Здесь λ_a и E_a — длина волны $(\hbar / m v_a)$ и энергия падающей частицы, E_r — энергия резонансного уровня, Γ — ширина резонансного пика на половине его максимальной высоты. В действительности приведенное выше выражение для σ должно быть еще умножено на коэффициенты, зависящие от спинов начальных частиц и составного ядра. Для простоты записи включим их в Γ_a и Γ_b. Γ_a и Γ_b суть парциальные ширины резонансного пика и связаны с вероятностями испускания частиц a и b соответственно. Точное их выражение довольно сложно, но так как вероятность испускания частицы b с импульсом p пропорциональна $p_{\text{out}}^2 / v_{\text{out}}$ (стр. 245), то это верно и для Γ_b.

Относительная вероятность того, что вылетевшая частица будет частицей a, есть Γ_a/Γ и т. д. Чтобы это были истинные относительные вероятности, должно выполняться условие $\sum_{i=a, b \ldots} \Gamma_i = \Gamma$.

---

[2] Русский перевод: Г. Бете. Физика ядра, ч. II. М.— Л., 1948.— *Прим. ред.*

Следует заметить также, что $\Gamma_i\tau_i \simeq \hbar$, где τ_i — среднее время, требующееся для испускания частицы i после образования составного ядра. Тогда вероятность того, что ни одна частица не будет испущена из ядра за время t, есть

$$\prod_i e^{-t/\tau_i} = e^{-t\sum_i (1/\tau_i)} \quad \text{и} \quad \tau = \left[\sum_i (1/\tau_i)\right]^{-1}$$

есть среднее время жизни составного ядра. Величина τ, так же как и отдельные τ_i, удовлетвоexternalряет соотношению Гейзенберга $\Gamma\tau \simeq \hbar$.

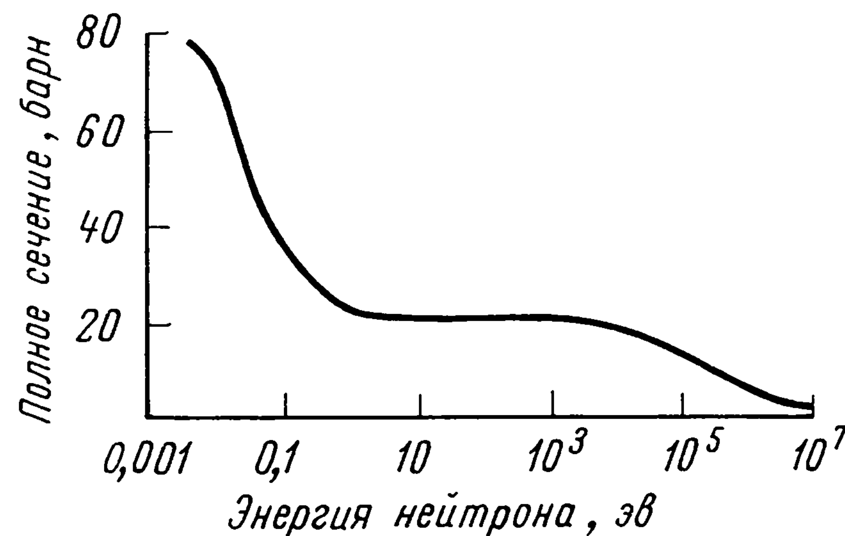
Формула Брейта — Вигнера в указанном виде может быть применена к любому ядерному столкновению с образованием составного ядра при условии, что резонансные уровни не настолько близки, чтобы заметно исказить учитывающую единственный уровень формулу. Например, можно применить ее к процессам (n, γ). Рассмотрим типичную задачу. Для резонансного захвата в индии $E_r = 1{,}44$ *эв* и $\sigma(n,\gamma)_{\text{рез}} = 26\,000$ *барн*, $\Gamma = 0{,}05$ *эв*. Надо найти число нейтронов, приходящихся на один испущенный γ-квант, если известно из эксперимента, что возможно испускание только γ-квантов и нейтронов (т. е. $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$) и что γ-квантов испускается больше, чем нейтронов ($\Gamma_\gamma > \Gamma_n$). Из $\sigma_{\text{рез}} = \pi\lambda^2_{n\,\text{рез}} \frac{\Gamma_n\Gamma_\gamma}{\Gamma^2}$ можно найти $\Gamma_n\Gamma_\gamma$ и, в конечном счете, получить $\Gamma_n = 0{,}0008$ *эв* и $\Gamma_\gamma = 0{,}05$ *эв*, откуда $\Gamma_n/\Gamma_\gamma = 0{,}015$. Для золота $E_r = 4{,}8$ *эв*, $\sigma_{\text{рез}}$ также $26\,000$ *барн* и $\Gamma = 0{,}07$ *эв*. Из этих данных следует, что $\Gamma_n = 0{,}0035$ и $\Gamma_\gamma \sim 0{,}07$. Для серебра $E_r = 5{,}5$ *эв*, $\sigma_{\text{рез}} = 7200$ *барн*, $\Gamma = 0{,}19$ *эв*. Указанные реакции захвата очень полезны для детектирования медленных нейтронов.

2. Общее рассмотрение рассеяния нейтронов

Из формулы Брейта — Вигнера видно, что для нейтронов малых энергий сечение упругого рассеяния есть $\sim\pi\lambda_n^2\Gamma_n^2/E_r^2$. Здесь λ_n меняется как $1/v_n$, а Γ_n — как $p^2_{\text{out}}/v_{\text{out}}$, т. е. как v_n. Следовательно, сечение не зависит от энергии. Итак, можно ожидать, что сечение рассеяния нейтронов, энергия которых меньше энергии первого резонанса, будет довольно постоянным.

На рис. 27 приведено полное сечение для водорода (парафина). Оно мало отличается от сечения рассеяния. Как и предсказывалось, при малых энергиях сечение устанавливается на одном уровне, около 19 *барн*. Однако при очень малых скоростях происходит внезапное возрастание σ. Это объясняется следующим образом. Так как Γ_n пропорционально m^2, то и σ должно меняться как m^2. В формуле Б.— В. это m является приведенной массой задачи, а скорости — относительными скоростями. Следовательно, для рассеиваемых на водороде нейтронов m будет равно половине массы

Рис. 27. Полное сечение $n - p$-столкновений в зависимости от энергии нейтрона



нейтрона, исключая тот случай, когда водород связан в молекуле, а относительная нейтрон-протонная скорость не обеспечивает энергии, достаточной для освобождения водорода или возбуждения молекулы. В этом случае эффективная масса водорода бесконечна, и приведенная масса совпадает с массой нейтрона. Так как σ меняется как m^2, то сечение для связанного водорода примерно в 4 раза больше сечения для свободного водорода. Для медленных нейтронов, падающих на охлажденный парафин, относительные скорости малы, и сечение достигает ~ 80 *барн*.

3. Рассеяние на потенциале

Использование формулы Б.— В. для рассеяния требует вычисления Г. Поэтому нередко оказывается проще использовать другой подход к задаче: рассмотреть, что происходит с волновой функцией частицы, рассеянной на представляющем ядро потенциале. Преимущество этого подхода состоит в том, что даже при очень грубом задании потенциала могут быть получены вполне точные сведения о σ. Движущаяся частица удовлетворяет уравнению Шредингера

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0,$$

где U — потенциал задачи. Рассмотрим U вида, показанного на рис. 28.

Если рассматривать только s-рассеяние (нулевой момент импульса), то уравнение Шредингера в сферических координатах будет

$$r\psi'' + 2\psi' + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)r\psi = 0$$

или

$$\frac{d^2}{dr^2}(r\psi) + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)(r\psi) = 0.$$

Таким образом, для s-рассеяния величина $r\psi$ (обозначим ее через u) подчиняется довольно простому одномерному дифференциальному уравнению

$$u'' + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)u = 0,$$

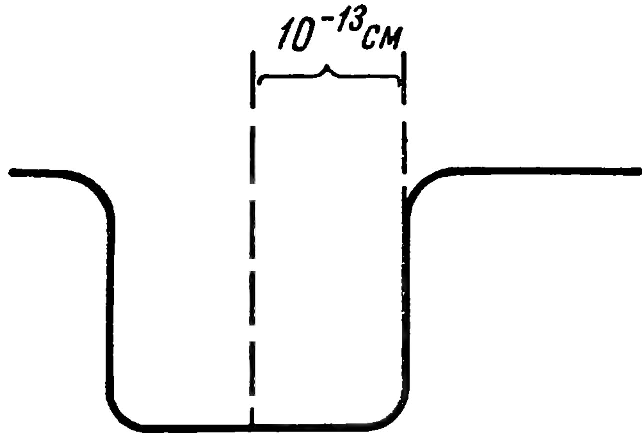


Рис 28. Потенциальная яма. При достаточном удалении от силового центра потенциал становится постоянным

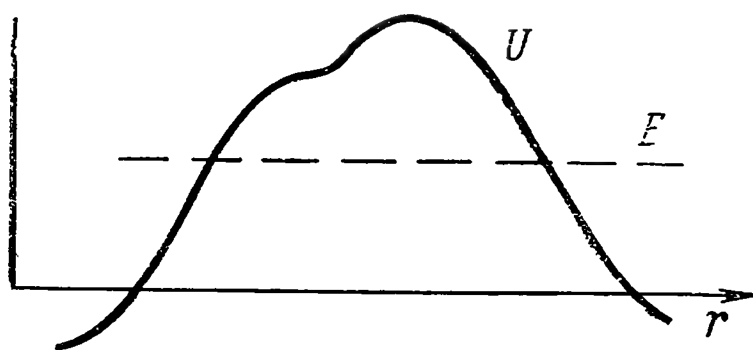


Рис 29. К поведению функции *u*

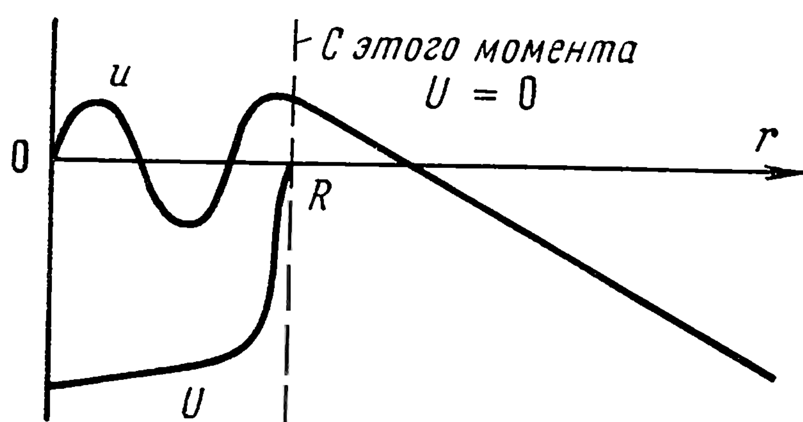


Рис. 30. Поведение функции *u* при $E = 0$

В начале координат $u(0) = 0$, так как $\psi(0) = u(0)/r$ должно быть конечно; при $r > R$ величины $U = 0$, $E - U = 0$; *u* представляется прямой. Это хорошее решение, так как хотя *u* расходится на бесконечности, но ψ — нет

которое должно решаться (при данном U) при граничных условиях: $\psi = 0$ на бесконечности и конечно всюду.

Что можно сказать об *u* при взгляде на некий произвольный потенциал (рис. 29)?

Если отвлечься от множителя $2m/\hbar^2$, уравнение примет вид:

$$u'' = -(E - U)\,u.$$

При $(E - U) > 0$ u'' и u противоположны по знаку. Это означает, что функция u искривлена относительно оси r. Вогнутость обращена к оси r. Напротив, $(E - U) < 0$ означает, что к оси обращена выпуклость. При $E - U = 0$ функкия u не имеет кривизны. Таким образом, можно качественно изобразить u для любого вида U. (Конечно, если имеется аналитическое выражение для U, то можно интегрировать уравнение. Но в любом случае наш грубый подход позволяет быстро оценить общую форму кривой.)

Рассмотрим три случая: $E = 0$, $E > 0$, $E < 0$. Начнем с $E = 0$ (рис. 30).

Число горбов в области ядра определяется глубиной ямы. Чем глубже яма, тем больше кривизна и тем чаще меняется направление u внутри ядра.

При $E > 0$ и $r > R$ уравнение имеет вид $u'' + \frac{2m}{\hbar^2}Eu = 0$. Решения его: $\cos\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}}\,r$ и аналогичный синус. Они должны быть «сшиты» с кривой внутри ядра (функция u и ее первая производная должны быть непрерывны в точке сшивания). Следует заметить, что в аргументе этих функций содержится де-бройлевская длина волны описываемой частицы.

При $E < 0$ и на расстояниях, превышающих радиус действия R, уравнение принимает вид $u'' = \frac{2m}{\hbar^2}(-E)\,u$. Решение его хорошо известно:

$$u = e^{\pm\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(-E)}\,r},$$

где $(-E)$ положительно. Линейная комбинация этих экспонент даст цепную линию, которая быстро возрастает с увеличением r. Такие решения должны быть отброшены, так как они плохо ведут себя на бесконечности. Пусть при энергии E_1 кривизна такова, что соответствующее экспоненциальное решение есть u_1 (рис. 31). Для меньшей энергии E_2 кривизна меняется и решением является u_2. Видно, что между E_1 и E_2 будут существовать нерасходящиеся решения. Итак, в выражении

$$u = Ae^{-\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(-E)}\,r} + Be^{\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(-E)}\,r}$$

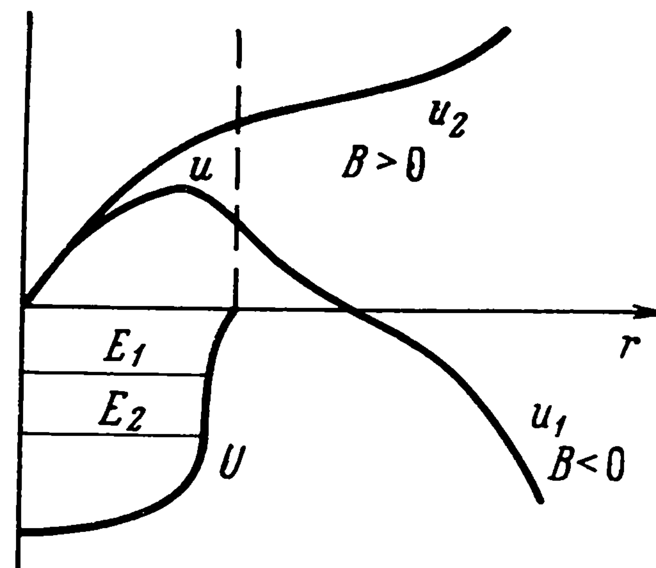


Рис. 31. Поведение функции u при $E < 0$

Решение u_1 соответствует отрицательному B, а u_2 — положительному B

величина B не может быть ни положительной, ни отрицательной, а строго равна нулю. Отсюда видно, что при $E < 0$ существует дискретная группа энергий, дающая допустимые (нерасходящиеся) функции ψ.

Вернемся к случаю $E > 0$, соответствующему падению частицы, и займемся рассеянием такой частицы на ядре (подробности см. в монографии Мотта и Месси). Синусоидальная функция, описывающая волну вне ядра, не обязательно будет исходить (при экстраполяции) из начала координат (рис. 32). Появляется фазовый сдвиг, зависящий от волновой функции (внутри ядра), с которой должен быть «сшит» синус.

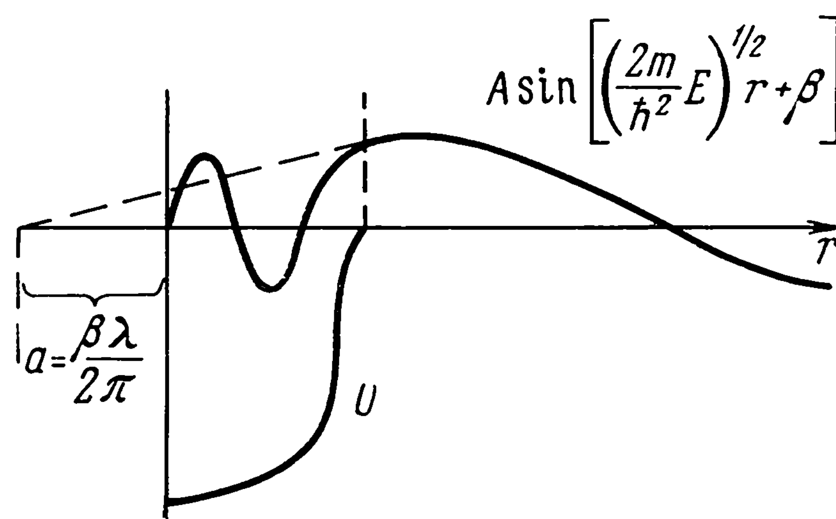


Рис. 32. Определение длины рассеяния

Можно показать (см. Мотт), что сечение s-рассеяния следующим образом зависит от фазового сдвига:

$$\sigma_{\text{расс}} = 4\pi\frac{\hbar^2}{m^2v^2}\sin^2\beta.$$

Когда происходит только s-рассеяние (т. е. падающая частица приходит с нулевым моментом импульса)? Если частица, которая должна пройти мимо ядра (не взаимодействуя с ним) на расстоянии b, на большом удалении от ядра имеет скорость v, то ее момент импульса должен быть равен mvb. Но в волновой механике момент квантуется. Поэтому $mvb = \hbar l$, откуда $b = \frac{\hbar}{mv}l$, где l принимает целые значения. Область от $b = 0$ до $b = \frac{\hbar}{mv}\cdot 1$ определяет область s-рассеяния. При значениях b от $\hbar/mv$ до $2\hbar/mv$ происходило бы p-рассеяние. Однако если $R < \frac{\hbar}{mv}$, то оче-

видно, что p-рассеяния не будет (наличие ядра никак не сможет сказаться на частицах, проходящих мимо ядра на «p-расстояниях»). В этом случае будет происходить только s-рассеяние. Итак, можно сказать, что существует только s-рассеяние, если нейтроны достаточно медленны.

Следовательно, для очень малых скоростей вышеприведенная формула рассеяния справедлива и принимает очень простой вид. Если λ очень велико и a есть величина сдвига синуса от начала координат, то сдвиг фазы есть $\beta = 2\pi \frac{a}{\lambda}$. Для всех медленных частиц a примерно одинаково. При очень малых скоростях λ достаточно велико, чтобы было можно заменить $\sin \beta$ на β. Тогда

$$\sigma_{\text{расс}} = \frac{4\pi\hbar^2}{m^2v^2} \cdot \frac{4\pi a^2}{\lambda^2} = 4\pi a^2.$$

Домашнее задание. Ответьте на следующие вопросы относительно рассеяния нейтронов на протонах, если известны $R = 0{,}228 \cdot 10^{-12}$ (классический радиус электрона) и глубины прямоугольной потенциальной ямы 10,8 *Мэв* (синглетное состояние дейтрона) и 19,7 *Мэв* (триплетное состояние).

(1) Есть ли связанные состояния в этих случаях?

(2) Каково значение a?

(3) Каково среднее сечение для медленных нейтронов на водороде?

Можно показать, что формула

$$\sigma_{\text{расс}} = \frac{4\pi\hbar^2}{m^2v^2} \sin^2 \beta$$

при наличии связанных состояний переходит в

$$\sigma_{\text{расс}} = \frac{4\pi\hbar^2}{m\left(\varepsilon + \frac{E}{2}\right)},$$

где ε — энергия связи нейтрона в составном ядре, а E — кинетическая энергия падающей частицы. Эта формула верна и для виртуальных состояний, но здесь ε отрицательно, и тогда вместо ε используется $|\varepsilon|$. Для триплетного состояния дейтрона ε выше, чем для синглетного. В действительности ε у синглета (спины нейтрона и протона противоположны) настолько мало, что трудно решить, положительно оно или отрицательно. В любом случае наблюдаемое сечение рассеяния нейтронов на водороде должно быть

$$\sigma = \frac{4\pi\hbar^2}{m}\left(\frac{3}{4}\,\frac{1}{\varepsilon_1 + E/2} + \frac{1}{4}\,\frac{1}{|\varepsilon_2| + E/2}\right).$$

Взвешивание состояний в отношении 3 : 1 определяется тем обстоятельством, что имеется $2S + 1$ состояние спина S и что в нашем случае возможными значениями S являются $S = 0$ (синглет) и $S = 1$ (триплет). По рас-

сеянию нейтронов на пара- и ортоводороде можно определить, является ли синглетное состояние дейтрона реальным или виртуальным. Можно показать, что рассеяние на реальных и виртуальных состояниях различается по фазе примерно на 180°. В параводороде спины двух атомов в молекуле антипараллельны. Поэтому, если синглетное состояние виртуально, при рассеянии медленных нейтронов на параводороде два атома будут рассеивать не в фазе и сечение рассеяния будет мало. Для ортоводорода (спины атомов параллельны) амплитуды рассеяния двух атомов всегда будут в фазе и сечение рассеяния будет больше. Именно это наблюдалось, и поэтому полагают, что синглетное состояние дейтрона виртуально.

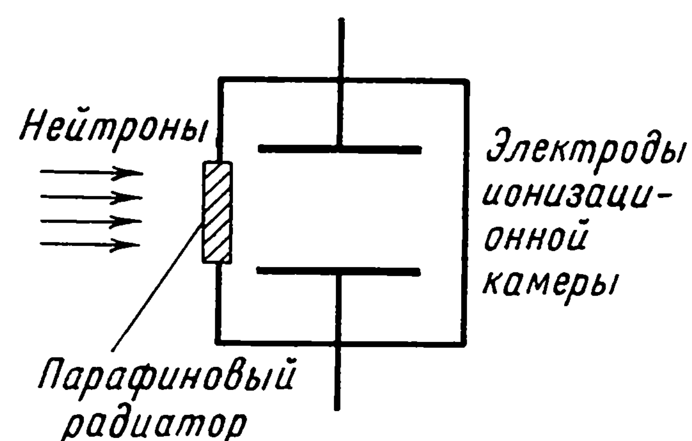


Рис. 33. Ионизационная камера для детектирования нейтронов

Прежде чем закончить рассмотрение рассеяния нейтронов на водороде, следует упомянуть, что оно является основой важного метода обнаружения нейтронов. В поток нейтронов помещается тонкий слой парафина. Нейтроны рассеиваются в нем, и при каждом рассеянии появляются протоны отдачи с энергией того же порядка, что и энергия нейтронов. Быстрые протоны можно обнаружить с помощью ионизационной камеры. Таким образом может быть построен детектор быстрых нейтронов (рис. 33).



Рис. 34. Коллиматор протонов отдачи

Для измерения энергии нейтронов может быть использовано коллимирующее устройство, которое пропустит в камеру только рассеянные вперед (с максимальной энергией) протоны (рис. 34).

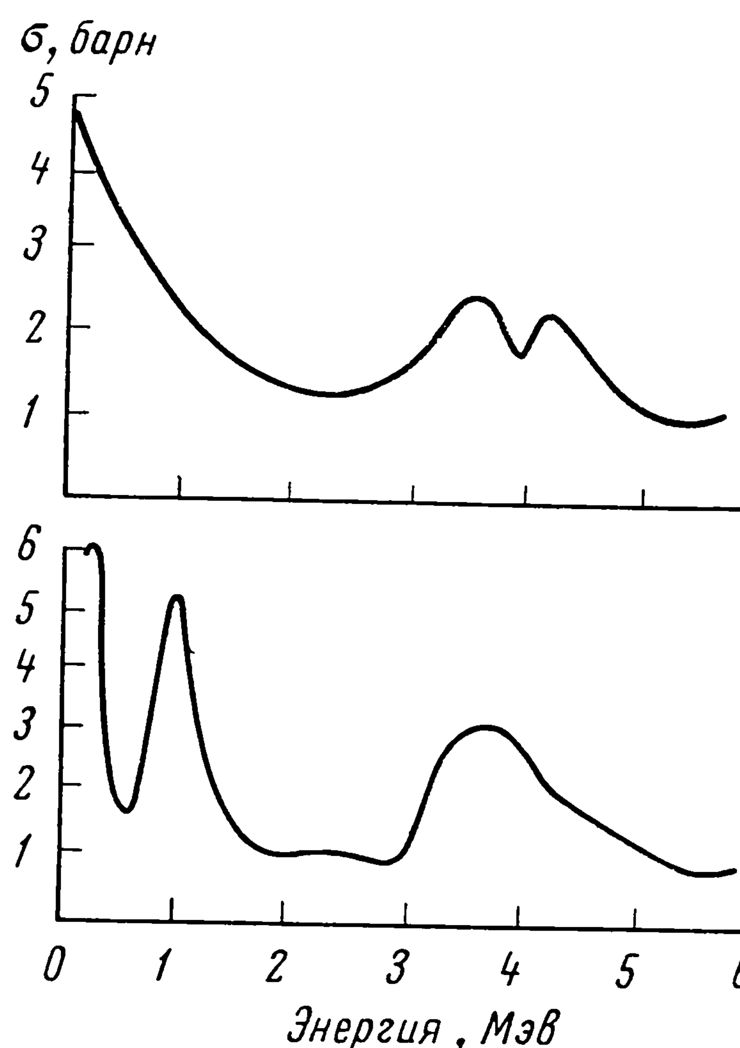


Рис. 35. Нейтронные сечения на углероде (вверху) и кислороде (внизу)

Импульс в камере может быть прокалиброван по энергии протонов, и тем самым можно установить энергию первоначальных нейтронов (рис. 35).

Следует отметить, что в общем случае (и как видно на этих примерах) сечение рассеяния нейтронов сложным образом зависит от энергии. Эти нерегулярности связаны с резонансными явлениями, кото-

рые не могли быть учтены в простой теории, изложенной в этом разделе. Заметим, между прочим, что обычно измеряются полные сечения. Если сечение поглощения мало по сравнению с сечением рассеяния, то такие измерения дают практически сечение рассеяния.

4. Рассеяние нейтронов на кристаллах

Нейтроны с энергией около 1 *эв* или меньше имеют длину волны де-Бройля порядка нескольких ангстрем или больше. Так как межатомные расстояния измеряются ангстремами, то можно ожидать, что при рассеянии медленных нейтронов на атомах будет происходить интерференция. В том, что это именно так, мы убедились в предыдущем разделе при обсуждении рассеяния на орто- и параводороде. Чтобы наблюдать такие эффекты, можно произвести опыты по рассеянию медленных нейтронов на кристалле, так как правильность расположения атомов в нем должна способствовать усилению интерференции. Если использовать прибор вида, изображенного на рис. 36, для измерения углового распределения рассеянной интенсивности в зависимости от угла падения, то обнаружится, что нейтроны подчиняются формуле, подобной брэгговской,

$$n\lambda = 2a \sin \vartheta,$$

где n — порядок, λ — длина волны нейтрона и a — межатомное расстояние. Для первого порядка

$$v = \frac{h}{2ma \sin \vartheta}.$$

Если на кристалл падает пучок нейтронов непрерывного спектра, то нейтроны с подходящим для угла ϑ значением v будут отражены в узком пучке под углом, равным углу падения. Нейтроны с другими скоростями будут просто рассеиваться в веществе обычным образом. Тот факт, что отраженный пучок действительно содержит именно те нейтроны, скорости которых задаются формулой Брэгга, можно легко проверить, если для различных углов произвести измерения с борным поглотителем перед детектором и без него. Сечение бора для различных v хорошо известно, и поэтому из наблюдаемой кривой $\sigma(\vartheta)$ легко получить кривую $v(\vartheta)$, которая и должна дать соотношение Брэгга (если отвлечься от осложнений, связанных с отражениями высшего порядка и т. д.). Отсюда ясно, что комбинация кристалл + нейтронный детектор может быть использована для анализа распределения нейтронов по скоростям. Именно так было найдено, например, что замедленные в баке с водой нейтроны имеют максвелловское распределение. Было обнаружено, что микрокристаллические вещества рассеивают гораздо сильнее, чем правильные кристаллы. Объясняется это следующим образом. Нейтрон попадает на первый микрокристалл (рис. 37). Он может пройти через него без отражения только в том случае, если

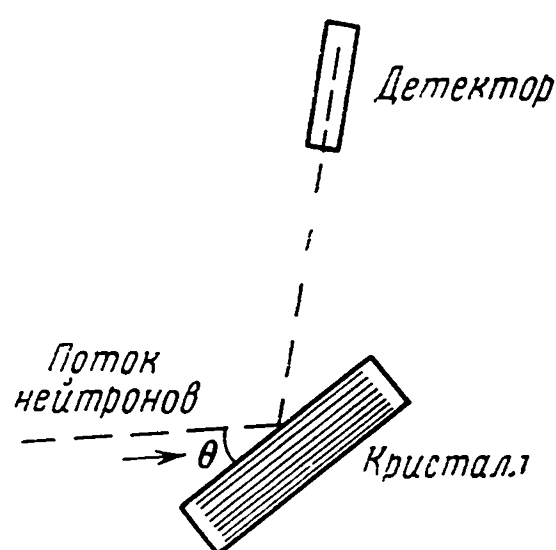


Рис. 36. Брэгговское отражение

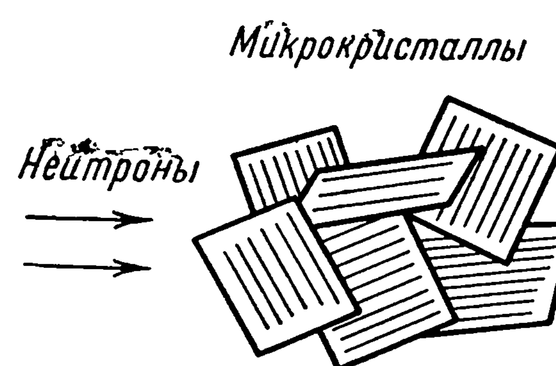


Рис. 37. Микрокристаллы в нейтронном пучке

не удовлетворено условие Брэгга. Для прохождения через следующий микрокристалл нейтрон снова должен пройти проверку на условие Брэгга. Если бы имелся только один кристалл, то нейтрон должен был бы проходить проверку всего один раз. Чем больше микрокристаллов, тем больше вероятность рассеяния. Один большой кристалл удаляет только те нейтроны, скорости которых подчиняются соотношению Брэгга. В микрокристаллической структуре из первоначального пучка будут раньше или позже удалены нейтроны всех скоростей, по мере того как пучок проходит от кристалла к кристаллу микрокристаллического вещества.

Очень важное различие существует между рассеянием рентгеновских лучей и рассеянием нейтронов. Если кристалл состоит из двух изотопов, то это не скажется заметным образом на рассеянии рентгеновских лучей, так как оно зависит от внеядерных свойств атома (которые очень близки для двух изотопов). На процесс же рассеяния нейтронов влияет само ядро. А свойства ядер таковы, что они определяют не только сечение рассеяния, но и его фазу. Рассмотрим нейтроны, рассеиваемые на двух изотопах. Интенсивность рассеяния на одном из них пропорциональна σ_1. Амплитуда рассеяния на этом изотопе есть $\sqrt{\sigma_1}$, а на изотопе 2 — $\sqrt{\sigma_2}$. Можно записать

$$\sqrt{\sigma_1} = \frac{\sqrt{\sigma_1}+\sqrt{\sigma_2}}{2} + \frac{\sqrt{\sigma_1}-\sqrt{\sigma_2}}{2}, \qquad \sqrt{\sigma_2} = \frac{\sqrt{\sigma_1}+\sqrt{\sigma_2}}{2} - \frac{\sqrt{\sigma_1}-\sqrt{\sigma_2}}{2}.$$

Таким образом, $\sqrt{\sigma_1}$ и $\sqrt{\sigma_2}$ имеют общую часть (так называемую когерентную часть, где они рассеивают одинаковым образом). Кроме того, имеется некогерентная часть (с противоположной фазой). Когерентная часть обусловливает интерференцию. Некогерентная часть дает рассеяние как от неупорядоченной совокупности атомов.

Домашнее задание. Составьте таблицу λ, отраженных (в 1-м и 2-м порядке) от кристалла NaCl [используйте только плоскости (001)] при различных углах ϑ:

1, 2, 3, 4, 5, 10, 20, 30, 40°.

Вычислите энергию (в *эв*) для каждого λ. Какова относительная интенсивность пучков первого и второго порядков, если нейтроны имеют максвелловское распределение ($T = 300°$K)?

Насколько далеко в глубь кристалла проникнет нейтронный пучок при брэгговском отражении? Возьмем кристалл конечных размеров и пусть в нем находится M плоскостей с $N \cdot N$ атомов в каждой плоскости (рис. 38). В целом в кристалле будет $N \cdot N \cdot M$ атомов. Если бы имелся только один атом с сечением σ, то рассеянная интенсивность от пучка интенсивности I была бы равна $I\sigma$. Рассеяние было бы изотропным, и поэтому интенсивность на расстоянии r равнялась бы $I\sigma/4\pi r^2$. Это означает, что амплитуда рассеянного пучка в этой точке есть $\sqrt{I\sigma/4\pi r^2}$. Поскольку наши вычисления носят лишь оценочный характер, можно записать амплитуду

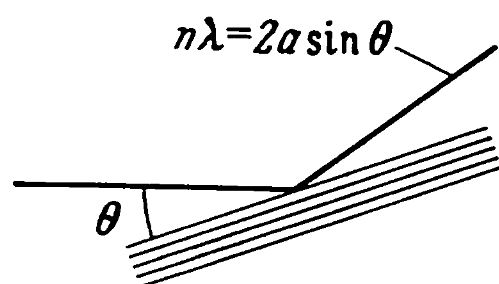


Рис. 38. Брэгговское отражение

Расстояние между плоскостями решетки равно a

просто как $\sqrt{I\sigma}/r$. Оценим теперь амплитуду в том направлении, где происходит усиление. В этом направлении амплитуды складываются. Значит, амплитуда будет $\frac{\sqrt{I\sigma}}{r} N^2 M$, что даст интенсивность $\frac{I\sigma}{r^2} N^4 M^2$. Зададимся теперь вопросом: какова величина углового расхождения отраженного пучка? Из физической оптики мы знаем, что этот угол $\vartheta = \lambda/d$, где d — размеры «зеркала». В нашем случае $d = Na$. На расстоянии r в нужном нам направлении это дает пятно «света» площадью $\lambda r^2/Na$. Таким образом, полная отраженная энергия будет

$$I\sigma N^2 M^2,$$

если выполнены следующие условия: а) кристалл настолько мал, что в нем практически отсутствует ослабление, б) величины λ и a одного порядка. Если бы кристалл являлся идеальным зеркалом, то из пучка была бы удалена энергия $I\,(Na)^2$. Ясно, что в кристалле эта величина не достигается. Поэтому безусловно, что

$$I\sigma N^2 M^2 < I\,(Na)^2,$$

или $\sigma M^2 < a^2$. Что следует из этого неравенства? Оно означает, что если $M > a/\sqrt{\sigma}$, то слои с номером, большим $M_0 = a/\sqrt{\sigma}$, не играют роли. Мы говорим, что пучок не проникает глубже M_0 слоев. Таким образом, глубина проникновения есть $M_0 a$, или $a^2/\sqrt{\sigma}$. Расстояние a составляет около $3 \cdot 10^{-8}$, $\sqrt{\sigma}$ — около $2 \cdot 10^{-12}$. Итак, для брэгговского отражения существенно около 10^4 плоскостей, что составляет около микрона.

Если на большой идеальный кристалл падает гетерогенный пучок нейтронов, то нейтроны с «нужной» скоростью будут сразу же (на протяжении примерно микрона) вырезаны из него. Оставшиеся нейтроны, однако, не будут пропущены на все 100%. Есть несколько причин ослабления нейтронов даже с «неправильными» скоростями.

1. Наличие изотопов приводит к случайным нерегулярностям, что влечет за собой некогерентное рассеяние для всех скоростей.

2. Другой причиной нерегулярности является случайное изменение направления спина ядер.

3. Сам кристалл может оказаться не слишком идеальным, но даже в идеальном случае тепловое движение атомов спутало бы картину.

4. Атомы кристалла могут не только рассеивать, но и поглощать нейтроны.

Получение очень медленных нейтронов с помощью интерференционных явлений. Формула Брэгга может быть записана в виде $\lambda = 2a\frac{\sin\vartheta}{n}$, что подразумевает $\lambda < 2a$. Таким образом, нейтроны с длиной волны, более чем в два раза превышающей максимальное расстояние между плоскостями кристалла, ни в коем случае не могут испытать брэгговское отражение. Рассеяние таких нейтронов должно быть обусловлено только указанными выше четырьмя причинами. Графит состоит практически из одного изотопа (99%) и имеет нулевой спин (атомы четного атомного веса имеют обычно нулевой спин). Для графита $2a = 6{,}69\cdot10^{-8}$ *см*. Энергия нейтронов с таким λ равна 0,0018 *эв* (для нейтронов с энергией 1 *эв* $\lambda = 0{,}286\cdot10^{-8}$ *см*). Пик теплового распределения находится примерно при 0,025 *эв*. Все это означает, что кусок графита (при достаточных размерах) срежет спектр тепловых нейтронов почти полностью. Пройти через него смогут только очень медленные (заштрихованная область на рис. 39) нейтроны: так как

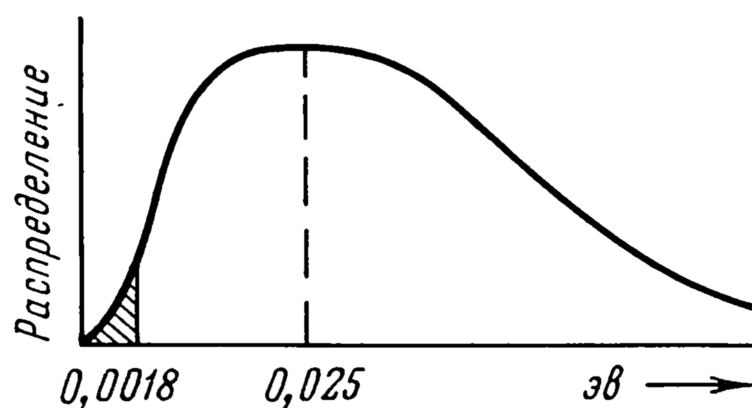


Рис. 39. Пропускание тепловых нейтронов через графитовый фильтр

их λ слишком велико, то они будут рассеиваться только за счет вышеупомянутых четырех эффектов, которые в случае графита малы. Итак, можно получить очень «холодный» пучок, используя тепловые нейтроны и поликристаллический графитовый «фильтр».

Отражение нейтронов от полированных поверхностей. Если на полированную поверхность направить под скользящим углом пучок рентгеновских лучей, то будет наблюдаться полное отражение. (Показатель преломления для рентгеновских лучей у большинства веществ лишь немногим

меньше единицы.) Показатель преломления вещества тесно связан с его рассеивающими свойствами. Интерференция рассеянных и падающих рентгеновских лучей обусловливает изменение фазы первоначальных лучей. Наиболее удобно это изменение фазы можно передать с помощью коэффициента преломления, который описывает изменение волновой скорости внутри вещества. Во всяком случае, такое же явление полного отражения от полированных поверхностей наблюдается и у нейтронов. Но показатель преломления для нейтронов очень близок к единице. Это означает, что для нейтронов фокусирующие линзы, сделанные из веществ с n, несколько бóльшим единицы, должны были бы быть чудовищно выпуклыми, чтобы пригодиться хоть на что-нибудь. Фокусирующая линза из вещества с $n < 1$ выглядела бы как рассеивающая оптическая линза. Такие линзы в принципе осуществимы, но ввиду крайней малости $n - 1$ совершенно непрактичны.

Домашнее задание. Покажите, что при падении нейтронов с непрерывным спектром на микрокристаллическое вещество и при условии $M < M_0$ интенсивность рассеянного пучка имеет такой же порядок, какой ожидается для нейтронов всех энергий от некристаллического вещества. Используйте то обстоятельство, что разрешение микрокристалла, отражающего нейтроны с длиной волны λ, согласно формуле Брэгга, есть $\frac{\delta\lambda}{\lambda} \sim \frac{1}{M}$.

Глава VI

ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

1. Изменение направления и энергии при столкновении

Пусть пучок нейтронов падает на водород. При каждом соударении нейтрон теряет примерно половину энергии. При таком темпе мегавольтный нейтрон станет тепловым примерно за 24 столкновения. (Водород

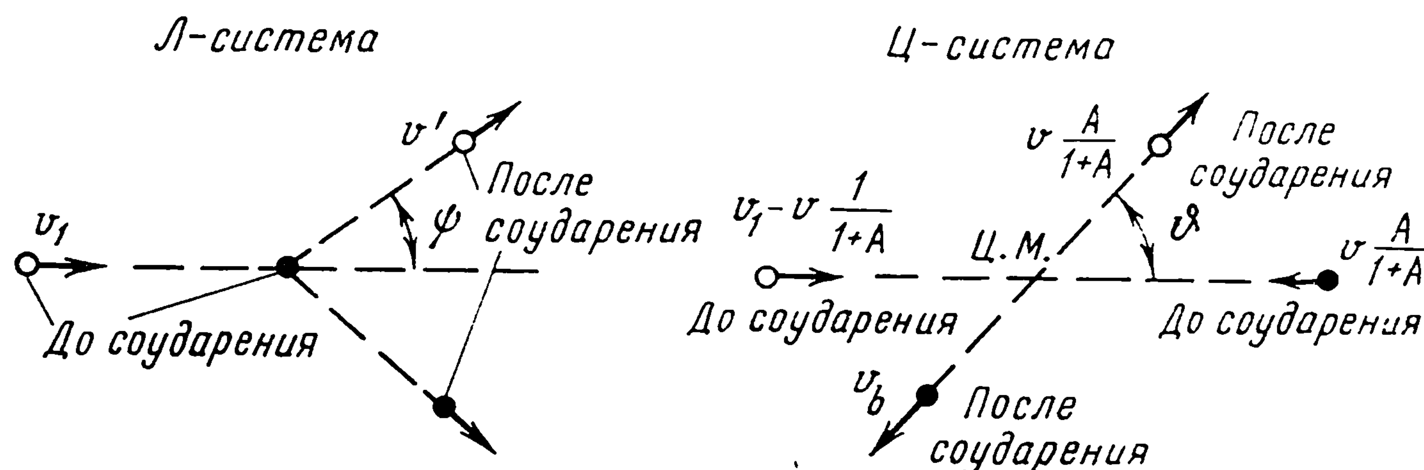


Рис. 40. Рассеяние нейтронов в лабораторной системе (Л) и системе центра масс (Ц)
Светлый кружок — нейтрон, черный кружок — ядро

особенно хорош для замедления нейтронов, так как он не только легок, но и обладает большим сечением рассеяния для нейтронов: 20 *барн* по сравнению с 3—4 *барн* у других легких ядер.)

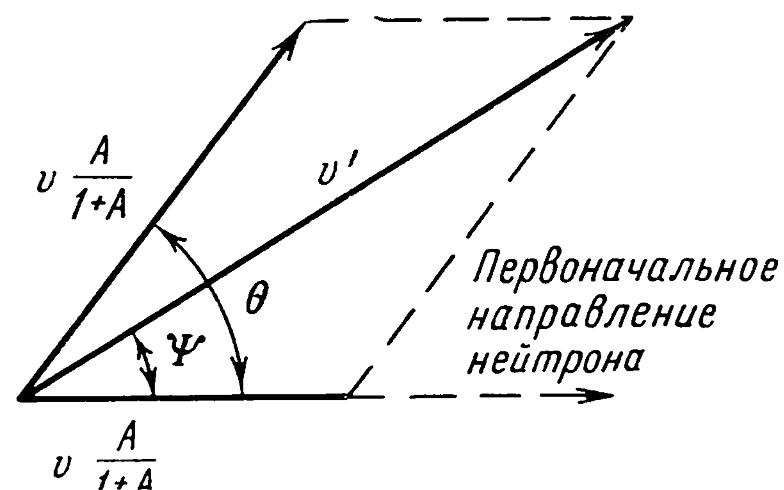


Рис. 41. Переход от Л-системы к Ц-системе

Рассмотрим результаты столкновения нейтрона, имеющего скорость v, с покоящимся атомом веса A, предполагая рассеяние изотропным в системе центра тяжести. Скорость центра тяжести есть $v/(1+A)$. Скорость атома A и n относительно центра тяжести будут соответственно $v/(1+A)$ и $vA/(1+A)$ (рис. 40). Величины скоростей в системе центра тяжести не меняются при рассеянии; меняются только направления. Возвращаясь обратно к лабораторной системе координат, мы можем найти v', конечную скорость нейтрона в Л-системе, если сложим (векторно) его скорость в Ц-системе со скоростью центра масс в Л-системе (рис. 41). Из рисунка

$$\frac{1}{2}mv'^2 = \frac{1}{2}m\frac{v^2}{(1+A)^2}(A^2+1+2A\cos\vartheta),$$

откуда отношение энергий нейтрона до и после столкновения

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2+1+2A\cos\vartheta}{(A+1)^2}.$$

Следует заметить, что ϑ — угол в Ц-системе. Если β — угол между начальным и конечным направлениями нейтрона в Л-системе, то легко показать, что

$$\cos\beta = \frac{A\cos\vartheta+1}{(A^2+1+2A\cos\vartheta)^{1/2}}.$$

В отличие от $\overline{\cos\vartheta}$, $\overline{\cos\beta}$ равен не нулю, а некоторому положительному числу, что указывает на тенденцию сталкивающихся частиц к сохранению направления движения.

$$\overline{\cos\beta} = \int_0^\pi \frac{A\cos\vartheta+1}{\sqrt{A^2+1+2A\cos\vartheta}}\,\frac{2\pi\sin\vartheta d\vartheta}{4\pi} = \frac{2}{3A}.$$

Таким образом, как и следовало ожидать, тенденция к сохранению первоначального направления сильнее всего выражена для столкновений с легкими частицами.

Посмотрим более внимательно на выражение для E'/E. Максимальное и минимальное значения этой величины

$$\frac{A^2+1\pm 2A}{(A+1)^2} = \begin{cases} 1 & \text{при } \vartheta = 0 \text{ (столкновения практически нет).} \\ \left(\dfrac{A-1}{A+1}\right)^2 & \text{при } \vartheta = \pi \text{ (лобовое столкновение).} \end{cases}$$

Итак, для столкновений с водородом ($A = 1$) пределы будут 1 и 0. Конечно, в случае более тяжелых атомов остановка нейтрона невозможна. При большом A величина $\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \simeq 1 - \frac{4}{A}$, если пренебречь членами высшего порядка по $1/A$. Тогда при $A = 100$ наибольшая потеря энергии составит 4%, при $A = 200$ — 2% и т. д.

Нам надо было бы найти относительную вероятность того, что после соударения нейтрон будет иметь некоторую энергию E', лежащую в только что описанных пределах. Предположим, что в Ц-системе рассеяние изотропно. Телесный угол между ϑ и $\vartheta + d\vartheta$ (рис. 42) будет равен

$$\frac{2\pi \sin\vartheta d\vartheta}{4\pi} = \frac{\sin\vartheta}{2} d\vartheta.$$

Из формулы для E'

$$dE' = -E \frac{2A}{(1+A)^2} \sin\vartheta d\vartheta = -E \frac{4A}{(1+A)^2} dp,$$

где dp — вероятность $\left(\frac{1}{2}\sin\vartheta d\vartheta\right)$ того, что угол лежит между ϑ и $\vartheta + d\vartheta$, или того, что энергия E' лежит между E' и $E' + dE'$.

Итак,

$$dp = \frac{(A+1)^2}{4A} \frac{dE'}{E}.$$

Таким образом, вероятность того, что значение энергии после соударения будет равно E', не зависит от E'. Зависимость этой вероятности от E'/E показана на рис. 43. Кривая для водорода имела бы вид прямоугольника с вершиной в начале координат.

Как скажется на энергии нейтронов большое число соударений? При этом обсуждении удобнее рассматривать $\varepsilon = \ln E$, что обусловлено независимостью E'/E от E. Действительно, так как процент потери энергии в среднем одинаков, то энергия нейтрона после столкновения 1, 2, 3... выглядит так, как изображено на рис. 44, и при каждом соударении именно

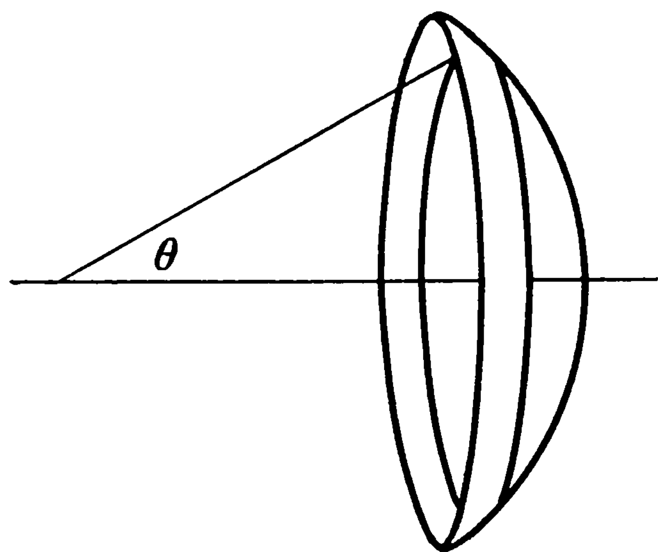


Рис. 42. Телесный угол между ϑ и $\vartheta + d\vartheta$

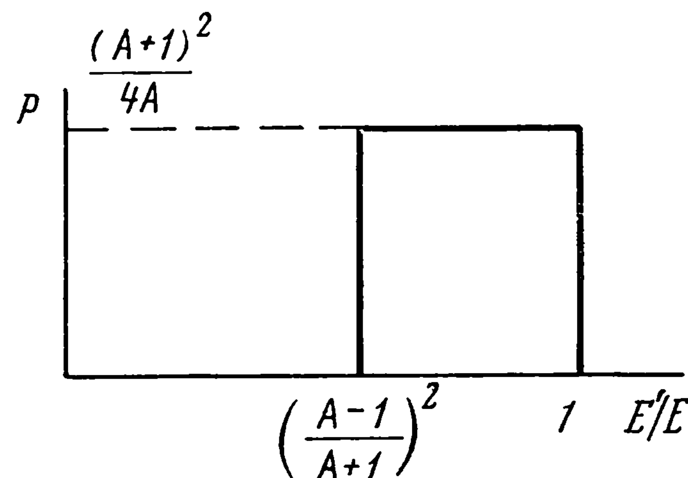


Рис. 43. Энергия нейтрона после одного столкновения

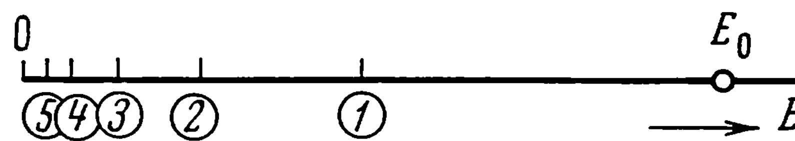


Рис. 44. Уменьшение энергии нейтрона при последовательных соударениях

$\ln E$, а не E, изменяется на более или менее фиксированную величину. Обозначим $\xi \equiv \overline{\ln \frac{E}{E'}}$ и вычислим ξ. Эта величина есть

$$\int\limits_{E'_{\text{мин}}}^{E'_{\text{макс}}} \ln \frac{E}{E'} P(E')\, dE' = \int\limits_{\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 E}^{E} \ln \frac{E}{E'} \frac{(A+1)^2}{4A} \frac{dE'}{E}.$$

Этот довольно простой интеграл дает:

$$\xi = 1 - \frac{A\left(1-\frac{1}{A}\right)^2}{2} \ln \frac{A+1}{A-1}.$$

Например, для углерода $A = 12$ и ξ равно 0,158. Для водорода $\xi = 1$, т. е. для него средняя величина E'/E равна $1/e$. Для того чтобы с помощью водорода замедлить мегавольтные нейтроны до тепловых энергий $\left(\frac{1}{40}\ \text{эв}\right)$ потребуется $\ln (4 \cdot 10^7) = 17{,}5$ соударений. В углероде потребовалось бы около 110 соударений $\left(\frac{17{,}5}{0{,}158} = 110\right)$.

Домашнее задание. Вычислите ξ для H^2, He^4, Be^9, O^{16}, U^{238}. Сколько соударений потребуется, чтобы уменьшить энергию нейтронов с 10^6 до 1 *эв*?

2. Распределение нейтронов от точечного источника (экспериментальные методы)

Именно потому, что нейтроны замедляются при столкновениях, рассмотрение большинства проблем, касающихся нейтронных потоков в среде, требует знания природы процесса замедления. Самый простой вопрос, который здесь возникает, есть: «Каково стационарное пространственное рас-

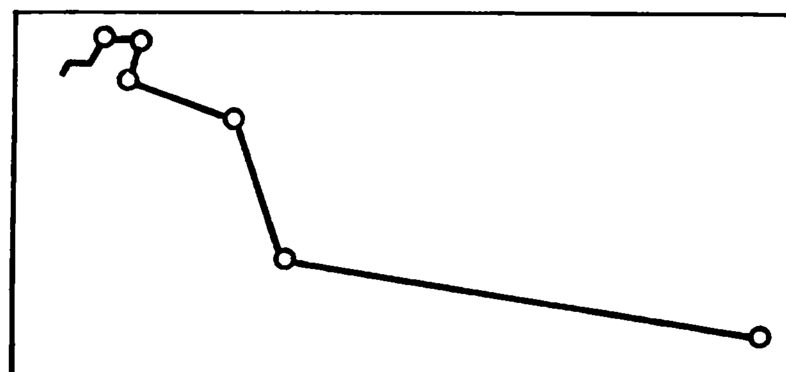


Рис. 45. В воде средний свободный пробег уменьшается с уменьшением энергии

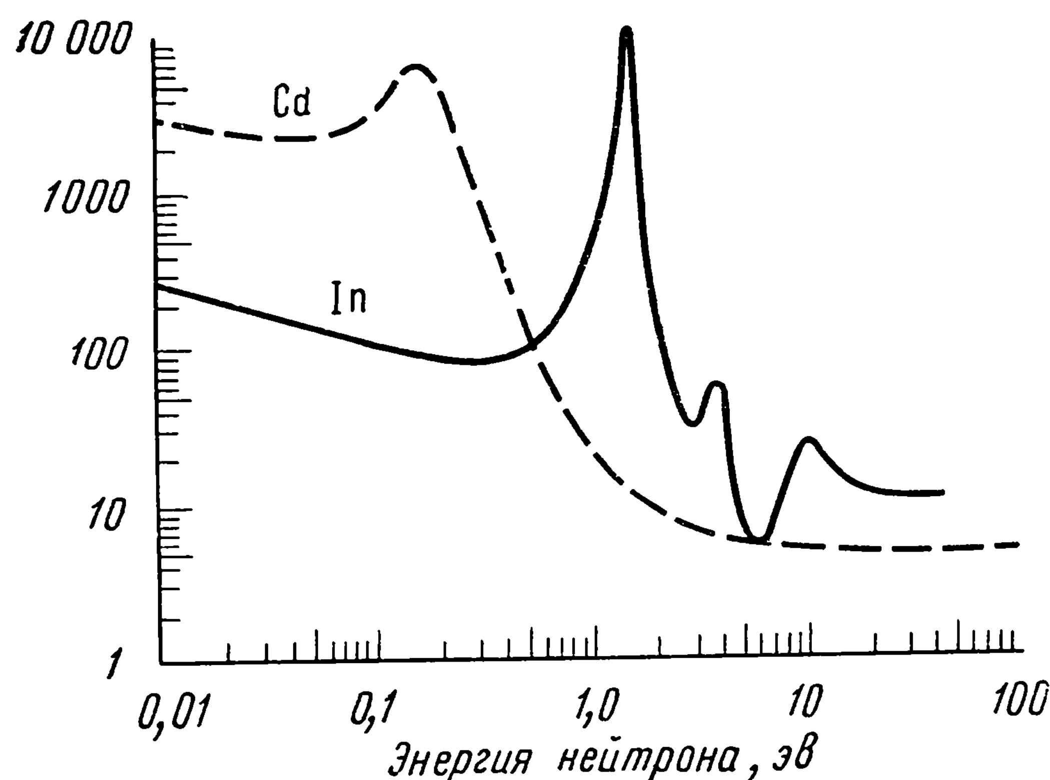


Рис. 46. Сечения на кадмии и индии в зависимости от энергии нейтронов

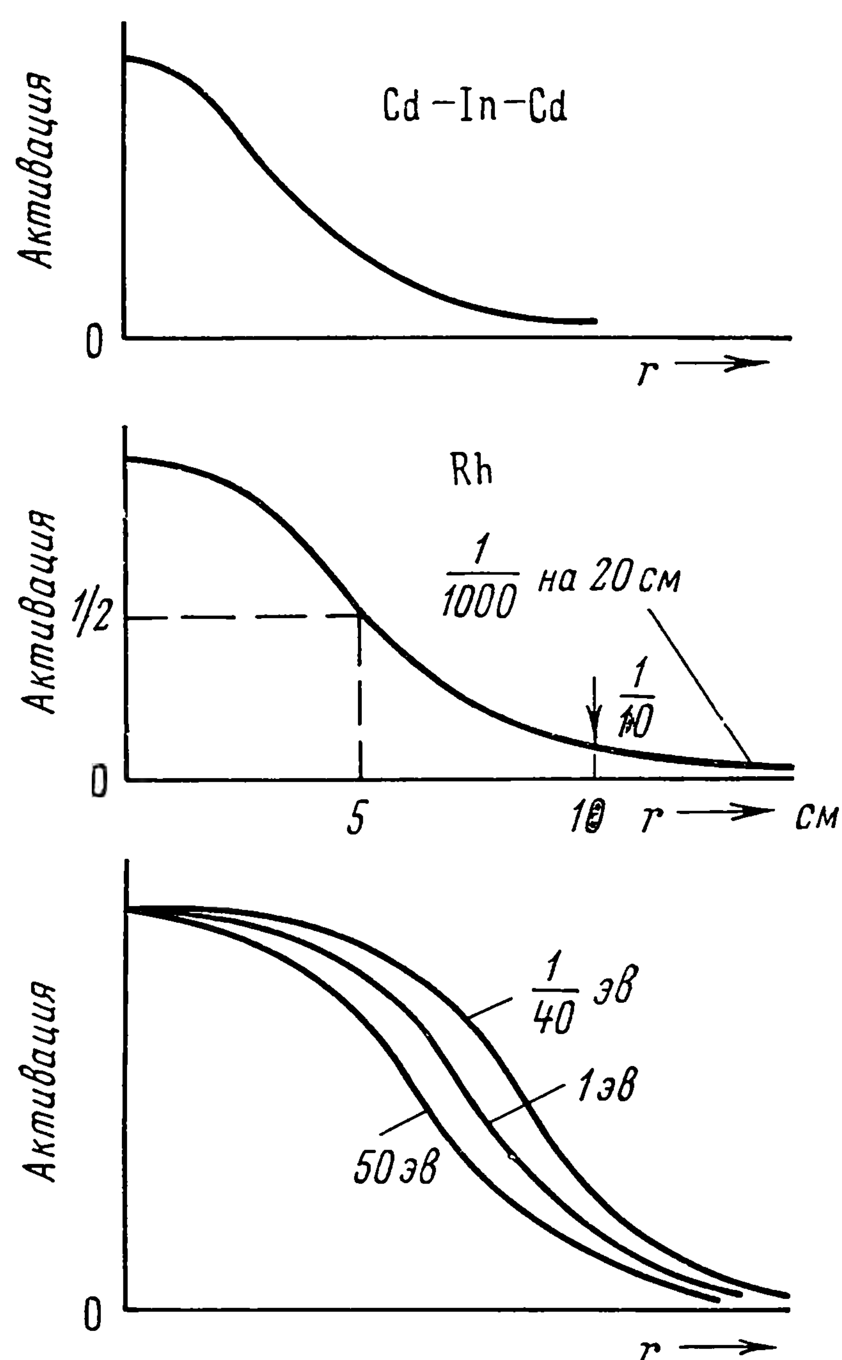


Рис. 47. Плотность нейтронов в зависимости от энергии и расстояния

пределение в зависимости от энергии для точечного источника моноэнергетических нейтронов?» Решение этой задачи очень важно, так как любое распределение источников можно рассматривать как суперпозицию точечных. Пусть в большом баке с водой находится источник (Ra + Be) (рис. 45). Сечение рассеяния на водороде особенно велико при малых энергиях, так что нейтрон, выходящий с энергией 10^6 *эв*, пройдет бо́льшую часть своего пути за начальные один-два этапа. Распределение нейтронов от источника в воде можно исследовать с помощью детекторов, чувствительных к нейтронам различных энергий. Например, можно использовать индий, сечение которого показано на рис. 46. Чтобы сделать индиевую фольгу нечувствительной к тепловым нейтронам, ее окружают кадмиевыми фольгами. Кроме того, можно использовать фольги Rh (энергия резонанса 1 *эв*). Можно также взять сэндвич Cd — In — Cd и, вычитая его активность из активности In (незащищенного), получить распределение тепловых нейтронов. Для определения пространственного распределения нейтронов с энергией около 37 *эв* следует использовать иод. Упомянутые детекторы дадут семейство кривых вида, изображенного на рис. 47. Все кривые здесь нормированы на единичную активацию при $r = 0$.

3. Распределение нейтронов от точечного источника (вычисление $\overline{r^2}$)

Теперь нам надо решить следующую задачу. Точечный источник нейтронов с энергией E_0 расположен в

некоторой среде. Покинув источник, нейтроны замедляются при соударениях. Рассмотрим нейтроны с энергией E. Насколько далеко они в среднем окажутся от начала координат (от источника), иначе говоря, каково их $\overline{r^2}$?

Рассмотрим типичную траекторию (рис. 48). Результирующее смещение есть

$$\mathbf{r} = \mathbf{l}_1 + \mathbf{l}_2 + \ldots + \mathbf{l}_n$$

и

$$r^2 = l_1^2 + l_2^2 + \ldots + l_n^2 + \\ + 2(\mathbf{l}_1\mathbf{l}_2 + \mathbf{l}_1\mathbf{l}_3 + \ldots + \mathbf{l}_2\mathbf{l}_3 + \ldots).$$

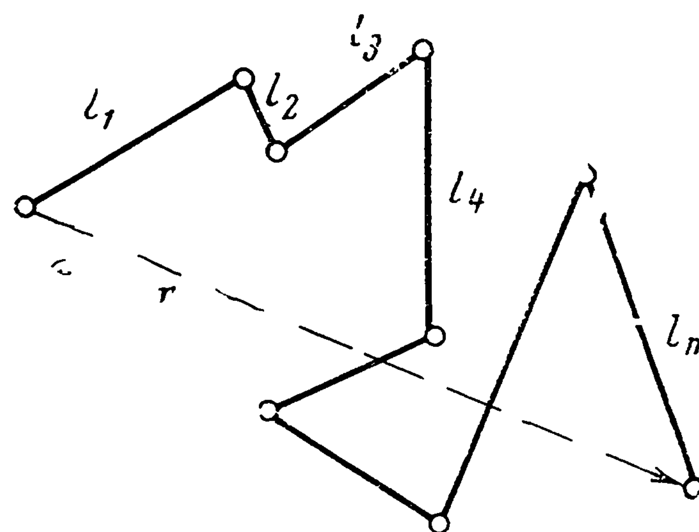


Рис. 48. Векторная сумма $\mathbf{l}_i$.

Нам надо усреднить это выражение. Сделаем это постепенно. Будем считать сначала, что длины l фиксированы, углы β также фиксированы, но φ меняется (см. рис. 49). Позднее мы усредним по различным длинам l и углам β, а пока что выполним этот шаг в усреднении.

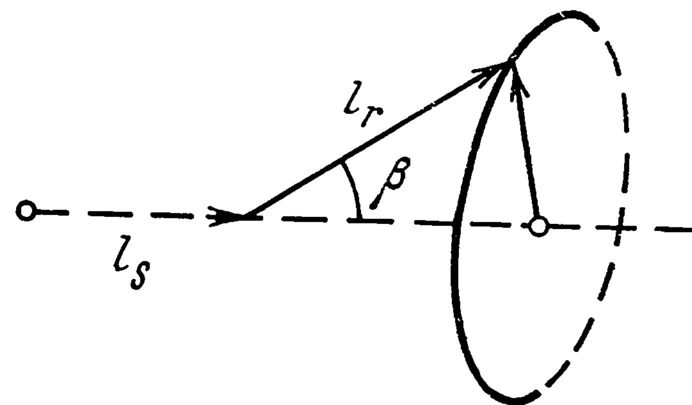


Рис. 49. К определению β и φ

Угол φ лежит в плоскости круга, так что конец l_r может находиться в любой точке окружности

Нам надо показать, что при таком предположении

$$\overline{\cos \widehat{14}} = \cos \widehat{12} \cos \widehat{23} \cos \widehat{34},$$

где $\cos \widehat{rs}$ есть косинус угла между $\mathbf{l}_r$ и $\mathbf{l}_s$. Из схемы (рис. 50):

$$\cos \widehat{14} = \cos \widehat{13} \cos \widehat{34} - \sin \widehat{13} \sin \widehat{14} \cos \widehat{134}.$$

Но в среднем $\overline{\cos \widehat{134}} = 0$ (так как $\mathbf{l}_4$ вращается вокруг $\mathbf{l}_3$). Поэтому $\overline{\cos \widehat{14}} = \cos \widehat{13} \times \cos \widehat{34}$. При повторении описанной процедуры вновь исчезает среднее от двугранного угла и $\overline{\cos \widehat{13}} = \cos \widehat{12} \cos \widehat{23}$. Но $\cos \widehat{12}$ есть постоянная, β_{12}. Итак, в общем случае

$$\overline{\cos \widehat{rs}} = \cos \widehat{rl} \cos \widehat{lm} \ldots \cos \widehat{ts},$$

где $\mathbf{l}_r$, $\mathbf{l}_l$, $\mathbf{l}_m$ ... — последовательные векторы.

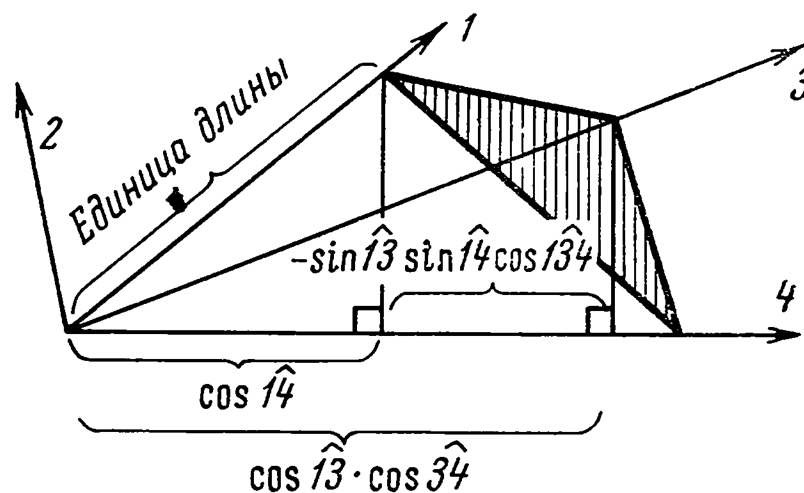


Рис. 50. Чертеж к вычислению $\cos \widehat{14}$

Заштрихованная плоскость перпендикулярна вектору 3. Двугранный угол между плоскостями 1,3 и 3,4 обозначен через $\widehat{134}$. Отрезок вектора 1 принят за единицу

Введем теперь средние длины свободного пробега. Вероятность того, что l_r лежит между l_r и $l_r + dl_r$, есть e^{-l_r/λ_r}.

Отсюда можно получить

$$\overline{l_r} = \int_0^\infty l_r e^{-\frac{l_r}{\lambda_r}} \frac{dl_r}{\lambda_r} \quad \text{и} \quad \overline{l_r^2} = \int_0^\infty l_r^2 e^{-\frac{l_r}{\lambda_r}} \frac{dl_r}{\lambda_r}.$$

Эти интегралы имеют вид $\int_0^\infty x^n e^{-\alpha x}\,dx = n!/\alpha^{n+1}$, так что $\overline{l_r} = \lambda_r$ (поэтому λ_r и называется средней длиной свободного пробега) и $\overline{l_r^2} = 2\lambda_r^2$.

Вспоминая результаты усреднения по углам и пользуясь полученными значениями средних l, найдем, что $\overline{r^2}$ для заданных углов $\beta_{12} = \widehat{12}$, $\beta_{23} = \widehat{23}$... равно

$$r^2 = 2\lambda_1^2 + 2\lambda_2^2 + \ldots + 2\lambda_n^2 + 2\,[\lambda_1\lambda_2 \cos\widehat{12} + \lambda_1\lambda_3 \cos\widehat{12}\cos\widehat{23} + \ldots$$
$$\ldots + \lambda_2\lambda_3 \cos\widehat{23} + \ldots].$$

Вычисление $\overline{r^2}$ для водорода может быть доведено до конца вполне строго.

В общем случае, однако, здесь удобно сделать некоторые упрощения. Предположим, что для небольшого изменения энергии требуется большое число соударений. Чем тяжелее атом, с которым происходит соударение, тем больше оправдано это предположение.

Углы $\widehat{12}$, $\widehat{23}$ и т. д. могут принимать все значения от 0 до π. Для определения $\overline{r^2}$ надо провести усреднение по всем возможностям. Заметим, что коэффициент при λ_1 в $\overline{r^2}$ есть

$$2\,[\lambda_2 \cos\widehat{12} + \lambda_3 \cos\widehat{12}\cos\widehat{23} + \ldots].$$

Но так как $\overline{\cos\beta} = \frac{2}{3A}$, а последующие члены содержат произведение все возрастающего числа таких косинусов, то при больших A эти члены быстро уменьшаются. Поэтому для получения приближенного значения коэффициента при λ_1 достаточно взять несколько первых членов ряда. Далее, несколько первых λ не будут заметно отличаться от λ_1. Обозначим через c среднее значение $\overline{\cos\widehat{12}}$ (т. е. $2/3A$). Величина $\cos\widehat{12}\cos\widehat{23}$ в среднем равна c^2. Следовательно, коэффициент при λ_1 есть $2\lambda_1(c + c^2 + c^3 + \ldots)$. Мы не сделаем большой ошибки, если будем рассматривать его как бесконечный ряд.

Тогда искомое $\overline{r^2}$ есть

$$2\lambda_1^2 + 2\lambda_2^2 + \ldots + 2\lambda_1^2\frac{c}{1-c} + 2\lambda_2^2\frac{c}{1-c} + \ldots = \frac{2}{1-c}\sum_{i=1}^{n}\lambda_i^2.$$

Запишем это не как сумму, а как интеграл по λ

$$\overline{r^2} = \frac{2}{1-\frac{2}{3A}} \int\limits_{\ln E_1}^{\ln E_0} \frac{\lambda^2(\varepsilon)\,d\varepsilon}{\xi} = \frac{2}{\xi\left(1-\frac{2}{3A}\right)} \int\limits_{E_1}^{E_0} \frac{\lambda^2(E)\,dE}{E}$$

(справедливо для $A \gg 1$). Здесь $\varepsilon = \ln E$, $\xi = \overline{\ln (E_n/E_{n+1})}$.

Ранее упоминалось, что для $\overline{r^2}$ в водороде может быть получено точное выражение. Оно имеет вид:

$$\overline{r^2} = 2\lambda^2(0) + 2\lambda^2(a) + 2\int\limits_0^a \lambda^2(x)\,dx + 2\lambda(0)\int\limits_0^a \lambda(x)\,e^{-\frac{x}{2}}\,dx +$$
$$+ 2\lambda(0)\,\lambda(a)\,e^{-\frac{a}{2}} + 2\lambda(a)\int\limits_0^a \lambda(x)\,e^{-\frac{a-x}{2}}\,dx +$$
$$+ 2\int\limits_0^a \lambda(u)\,du \int\limits_0^{a-u} \lambda(u+x)\,e^{-\frac{x}{2}}\,dx,$$

где

$$x \equiv \ln\frac{E_0}{E}, \qquad a = \ln\frac{E_0}{E_1}.$$

Величина σ для водорода почти постоянна для нейтронов примерно от 1 *эв* (перестают сказываться силы химической связи) до 10 *кэв*. Можно показать, что для замедления в этой области (вследствие практической неизменности λ)

$$\overline{r^2_{E_1}} = f(E_0) - 6\lambda^2 \ln E_1.$$

Это выражение получено из полной формулы для замедления в водороде.

Для нейтронов источника (Ra + Be) в баке с водой можно получить следующие экспериментальные данные:

замедление до резонанса Rh ($\sim$ 1 *эв*) $\overline{r^2} = 276{,}6$ *см*^{2},

замедление до резонанса I ($\sim$ 50 *эв*) $\overline{r^2} = 262{,}2$ *см*^{2}.

Используя формулу для $\overline{r^2_{E_1}}$, справедливую от 1 *эв* до 10 *кэв*, и вычитая $\overline{r^2}$ для I из $\overline{r^2}$ для резонанса Rh, получаем

$$\overline{r^2}(\mathrm{Rh}) - \overline{r^2}(\mathrm{I}) = 6\lambda^2 \ln\frac{50}{1} = 14{,}4\ \text{см}^2.$$

Учитывая, что $\ln 50 \approx 3{,}9$, находим $\lambda = 0{,}61$. Подобным образом можно определить среднюю длину свободного пробега в воде при энергиях от 1 до примерно 10 *кэв*. При этом получается усредненное по энергиям значение, которое хорошо согласуется с действительно средним по соответствующим дифференциальным данным.

Домашнее задание.

r	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
A (Rh)	1000	960	890	710	630	500	390	290	210	150	110
r	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	
A (Rh)	88	67	57	39	29	23	19	16	12	10.	

Здесь r — расстояние от точечного источника в *см*, A — активность, наведенная в детекторе.

По этим данным вычислите $\overline{r^2}$. Может потребоваться экстраполяция на бо́льшие расстояния. Лучше всего это сделать, нанеся последние 5—6 точек на полулогарифмический график.

4. Распределение нейтронов от точечного источника (уравнение возраста)

В предыдущем разделе мы рассмотрели один способ описания пространственного распределения нейтронов в среде, а именно с помощью $\overline{r^2}$. Здесь мы обсудим другой способ. Еще раз обозначим $\varepsilon = \ln E$ и предположим, что в систему поступают нейтроны с энергией E_0. Нас будет интересовать пространственное распределение нейтронов различных энергий. Соответственно этому введем плотность нейтронов $n(x, y, z, \varepsilon)\, d\varepsilon$, равную числу нейтронов с энергией от ε до $\varepsilon + d\varepsilon$ в точке (x, y, z), приходящемуся на единичный объем. Рассмотрим элемент объема (рис. 51) и содержащиеся в нем нейтроны заданного интервала энергий. Существуют

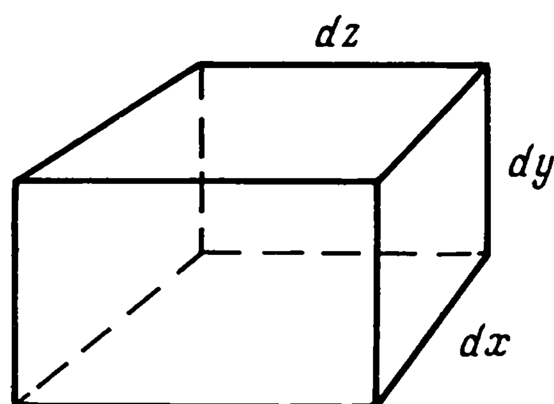


Рис. 51. К выводу уравнения диффузии

два источника поступления нейтронов данной энергии в этот объем. Это, во-первых, диффузия нейтронов рассматриваемой энергии из соседних объемов и, во-вторых,— замедление нейтронов более высоких энергий. Рассмотрим сначала диффузию. Коэффициент диффузии [3]

$$D = \frac{\lambda v}{3(1 - \overline{\cos\beta})} \quad \left(\text{напомним, что } \overline{\cos\beta} = \frac{2}{3A}\right),$$

[3] $\dfrac{\lambda}{1 - \overline{\cos\beta}}$ называется средней длиной переноса.

известный из кинетической теории, используется следующим образом. Рассмотрим грань $dz\,dy$ нашего элементарного объема. Число нейтронов в энергетическом диапазоне $d\varepsilon$, диффундирующих наружу через эту грань за единицу времени, равно

$$d\varepsilon \cdot D\left(\frac{\partial n}{\partial x}\right) dy\,dz.$$

Число нейтронов, диффундирующих внутрь объема через противоположную грань, есть

$$d\varepsilon \cdot D\left(\frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}\,dx\right) dy\,dz.$$

Тогда число нейтронов, попадающих в объем через эту пару противоположных граней, равно

$$d\varepsilon \cdot D\,\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}\,dx\,dy\,dz,$$

а полное число нейтронов энергетического интервала $d\varepsilon$, диффундирующих внутрь единичного объема за единицу времени,—

$$D\,\Delta n\,d\varepsilon.$$

Рассмотрим теперь второй источник нейтронов с энергией ε в интервале $d\varepsilon$. Так как число соударений нейтрона за единицу времени есть v/λ, то $\xi\frac{v}{\lambda}$ дает уменьшение ε за единицу времени. Возьмем интервал от ε до $\varepsilon + d\varepsilon$ на оси ε (рис. 52). В точке ε число нейтронов в единице

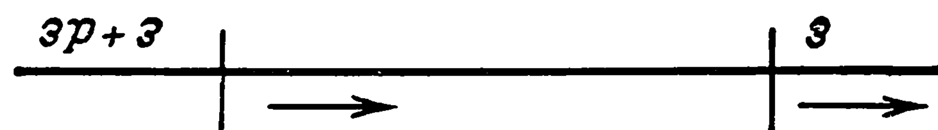


Рис. 52. Скорость движения нейтрона по оси ε равна $\xi v/\lambda$

объема, покидающих рассматриваемый интервал за единицу времени, есть

$$\xi\,\frac{v(\varepsilon)}{\lambda(\varepsilon)}\,n(\varepsilon).$$

Аналогично, число нейтронов в единице объема, попадающих в этот энергетический интервал за единицу времени в точке $\varepsilon + d\varepsilon$, равно

$$\left[\frac{v(\varepsilon)}{\lambda(\varepsilon)}\,n(\varepsilon)\,\xi + d\varepsilon\,\frac{\partial}{\partial\varepsilon}\left(\frac{vn}{\lambda}\,\xi\right)\right].$$

В стационарном состоянии результирующее изменение n в любой точке должно отсутствовать. Поэтому, учитывая оба «источника» нейтронов:

$$D\Delta n + \frac{\partial}{\partial\varepsilon}\left(\xi\,\frac{vn}{\lambda}\right) = 0, \qquad \text{где } D = \frac{\lambda v}{3\left(1 - \frac{2}{3A}\right)}.$$

Это — дифференциальное уравнение замедления для равновесного состояния. Часто бывает удобнее иметь дело не с n, а с величиной

$$\xi \frac{vn}{\lambda} \equiv q,$$

называемой плотностью замедления. Название q объясняется следующим образом. Как отмечалось, $\xi \frac{v}{\lambda}$ есть скорость движения нейтрона вдоль оси ε. Тогда $n\xi \frac{v}{\lambda}$ — число нейтронов в единице объема, проходящих в единицу времени через некоторое значение ε. В равновесном состоянии и при отсутствии поглощения интегрирование q по всему пространству даст число нейтронов, проходящих в единицу времени через произвольно выбранное ε. Ясно, что оно равно числу нейтронов, попадающих в систему за единицу времени, т. е. постоянно. Итак,

$$\int q(\varepsilon)\, dxdydz = \text{const} \text{ при всех } \varepsilon.$$

Поэтому q в некотором смысле более простая величина, чем n. Об этом говорит также и изменение формы дифференциального уравнения, если его выразить не через n, а через q:

$$\frac{\lambda^2(\varepsilon)}{3\xi\left(1 - \frac{2}{3A}\right)} \Delta q + \frac{\partial q}{\partial \varepsilon} = 0.$$

Здесь дифференциальные операторы действуют только на q, а не на несколько величин $\lambda(\varepsilon)$, v и т. д. Преобразовав зависимую переменную, давайте преобразуем и независимую переменную ε. Положим

$$\tau \equiv \frac{1}{3\xi\left(1 - \frac{2}{3A}\right)} \int\limits_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \lambda^2(\eta)\, d\eta,$$

где τ называется «возрастом» и имеет размерность (длина)^2. Тогда

$$\frac{\partial q}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial q}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial \varepsilon} = - \frac{\partial q}{\partial \tau} \frac{1}{3\xi\left(1 - \frac{2}{3A}\right)} \lambda^2(\varepsilon)$$

и уравнение принимает простой и хорошо известный классический вид (вспомним, например, уравнение теплопроводности)

$$\Delta q = \frac{\partial q}{\partial \tau}.$$

Почему τ называют «возраст»? Уравнение теплопроводности имеет вид $\Delta T = \frac{c\rho}{K} \frac{\partial T}{\partial t}$, откуда видно, что τ соответствует t, времени в этом

уравнении. Но смысл такого названия лучше, по-видимому, объяснить следующим образом. «При рождении» нейтрон имеет энергию ε_0. С течением времени ε уменьшается и интегральное τ возрастает, так же как возрастает «время, прошедшее от рождения», или «возраст» нейтрона.

Домашнее задание. Возьмем вещество, где λ = const. Какова в этом случае связь между τ и фактическим «временем, прошедшим от рождения»?

Для использования дифференциального уравнения возраста надо указать граничные условия. Обратимся прежде всего к проблеме точечного источника. Каково будет n в зависимости от положения и ε, если в бесконечной среде задан точечный источник нейтронов с энергией E_0 [это в некоторой степени соответствует большому графитовому блоку с источником (Ra + Be) в середине]? Решим сначала уравнение для q, для чего позаимствуем соответствующее (довольно хорошо известное) решение уравнения теплопроводности. Получим

$$q = \frac{Q}{(4\pi)^{3/2}\tau^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{4\tau}},$$

имеющее вид гауссиана от r. Величина Q есть число нейтронов с энергией E_0, вводимых в систему за единицу времени, т. е. интенсивность источника. Из решения отчетливо видно, что по мере уменьшения E (т. е. при возрастании τ) пространственное распределение для энергии E становится все шире и шире (рис. 53). Так и должно быть: быстрые нейтроны распределены вблизи источника, а медленные нейтроны сильно размазаны.

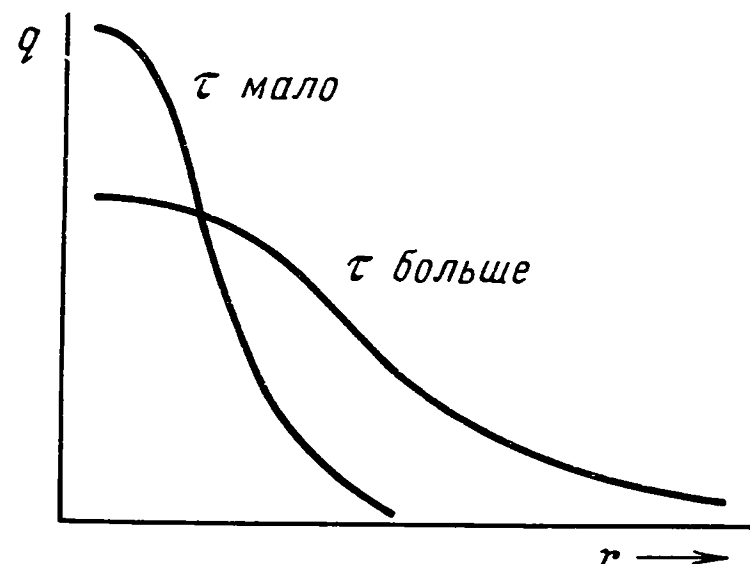


Рис. 53. Гауссовская кривая

При $\tau = 0$ имеем δ-функцию в начале координат

Ранее упоминалось, что q имеет свойство $\int q\,dx\,dy\,dz$ = const. Проверим это для нашего конкретного случая:

$$4\pi \int_0^\infty qr^2dr = \frac{4\pi Q}{(4\pi\tau)^{3/2}} \int_0^\infty e^{-\frac{r^2}{4\tau}} r^2dr = Q = \text{const},$$

так как

$$\int_0^\infty e^{-\alpha x^2}x^2dx = \sqrt{\pi}/4\alpha^{3/2}.$$

Итак, Q действительно есть интенсивность источника, как мы и утверждали.

Можно отметить, что к гауссовскому распределению для q при данном τ можно было бы прийти без особых вычислений. Рассмотрим n вместо q (для одного и того же τ пространственные распределения n и q одинаковы с точностью до множителя, зависящего от τ). Пространственное распределение n можно получить примерно следующим образом. Рассмотрим ось x с источником в начале координат. Нас интересует распределение n в зависимости от x для данного τ. Задание τ означает задание числа столкновений с момента рождения, т. е. числа пройденных отрезков пути. Если число отрезков велико и все средние длины свободного пробега малы по сравнению с полным пройденным расстоянием (дело обстоит именно так), то можно воспользоваться теоремой из учения о больших числах. Она гласит: «Если суммировать большое количество чисел, могущих быть как положительными, так и отрицательными, причем абсолютные величины всех этих чисел гораздо меньше суммы их абсолютных величин, то оказывается, что значения этих сумм (взятых для одного и того же количества малых чисел) распределены по закону Гаусса, если только нет другой информации о суммируемых числах». [Между прочим, с помощью этой теоремы можно показать, почему повторные измерения некоторой физической величины (скажем, длины) располагаются на гауссовской кривой, если ошибки являются тем, что мы называем случайными величинами.] Для нашего случая из теоремы следует $n \sim \exp(-x^2/k)$, где k — некоторая мера ширины распределения. То же можно сказать и о направлениях y, z. Поэтому $n(x, y, z)$ меняется как $\exp(-r^2/k)$.

Глава VII

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В СРЕДЕ

1. Дифференциальное уравнение для медленных нейтронов

При нахождении распределения нейтронов различных энергий в среде обычно имеют дело с двумя разными проблемами. Во-первых,— это проблема замедления, рассмотренная в предыдущей главе. Но нейтроны не могут замедляться неограниченно: ядра, с которыми они сталкиваются, не находятся в покое, но обладают вибрационными энергиями, соответствующими их температуре. В конце концов нейтроны придут в тепловое равновесие с ядрами и обнаружат максвелловское распределение, соответствующее температуре среды. Ясно, что проблема распределения этих уже замедленных или тепловых нейтронов заметно отличается от проблемы распределения замедляемых нейтронов и должна решаться другими методами.

В этой новой задаче мы спрашиваем: что можно сказать о распределении тепловых нейтронов (данного источника) в среде при стационарном состоянии? Будем искать ответ на этот вопрос в виде дифференциального уравнения. Пусть $n(x, y, z)$ — плотность тепловых нейтронов в точке (x, y, z). Рассмотрим единичный объем. Число нейтронов в нем меняется со временем благодаря трем механизмам. Во-первых, диффузия; ее суммарный вклад в $\partial n/\partial t$ есть $D\Delta n$. Во-вторых, некоторые нейтроны захватываются или поглощаются [4]. Их число пропорционально n, и мы запишем $-n/\vartheta$. Наконец, в объеме порождаются тепловые нейтроны при замедлении быстрых нейтронов. Этот член равен $q_{\text{тепл}}$, где величина q берется для данного места при τ, соответствующему тепловым энергиям.

Итак, разыскиваемое дифференциальное уравнение имеет вид

$$D\Delta n - \frac{n}{\vartheta} + q_{\text{тепл}} = \frac{\partial n}{\partial t}.$$

В стационарном состоянии $\partial n/\partial t = 0$. Прежде чем решать это уравнение при надлежащих граничных условиях, в него надо подставить соответствующую пространственную зависимость $q_{\text{тепл}}$, определенную из уравнения возраста. Вспоминая, что $D = \lambda v/3$, запишем уравнение для стационарного случая в виде

$$\Delta n - \frac{3n}{\lambda v\vartheta} + \frac{3q_{\text{тепл}}}{\lambda v} = 0 \quad \text{или} \quad \Delta n - \frac{n}{l^2} + \frac{3q_{\text{тепл}}}{\lambda v} = 0.$$

Здесь $l = \sqrt{\dfrac{\lambda v\vartheta}{3}}$ называется «длиной диффузии». Величина $v\vartheta$, часто обозначаемая Λ, есть средняя длина свободного пробега по отношению к захвату.

Для точечного источника тепловых нейтронов последний член в уравнении равен нулю во всем пространстве (в начале координат находится дельта-образный источник). Решение для этого случая есть $n = A\dfrac{e^{-r/l}}{r}$, где A — нормировочный коэффициент. Для вычисления A рассмотрим сферу малого радиуса, проведенную вокруг источника, который испускает, скажем, один медленный нейтрон в секунду. Тогда (при $r \ll l$) $n \simeq A/r$ и поток через сферу, который должен быть равен единице, есть $D\cdot 4\pi r^2 \times \times \operatorname{grad}(A/r)$. Поскольку $D = \lambda v/3$, то из этого условия следует $A = \dfrac{3}{4\pi\lambda v}$. Теперь можно проверить полученное решение однородного уравнения:

$$n = \frac{3}{4\pi\lambda v}\frac{e^{-r/l}}{r}.$$

---

[4] Вообще говоря, этот член должен был бы учитываться и в процессе замедления. Но порядки величин таковы, что при замедлении учет поглощения является обычно уточнением, а здесь — необходимостью.

(Название «длина диффузии» для l вытекает из роли l в этом выражении.) Подставив это решение в выражение

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)n-\frac{3n}{\lambda v\vartheta} \quad \left(\text{напомним, что } l^2=\frac{\lambda v\vartheta}{3}\right),$$

мы должны получить нуль, что и выполняется. Решение для точечного источника очень важно потому, что любой источник может быть представлен как определенная совокупность точечных источников, и соответствующее решение будет суперпозицией решений для точечного источника.

Чтобы решить уравнение в случае точечного источника быстрых нейтронов, можно записать интеграл по пространственному распределению точечных источников медленных нейтронов, возникающих при замедлении быстрых нейтронов. Итак, какова плотность медленных нейтронов на расстоянии ρ от точечного источника быстрых нейтронов (рис. 54)?

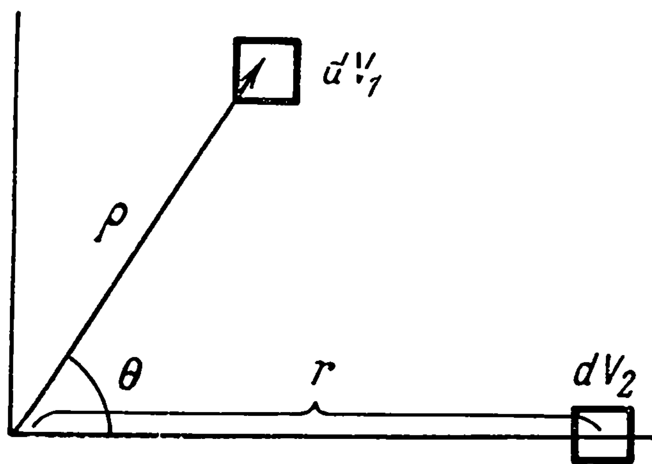


Рис. 54. Источник быстрых нейтронов находится в начале координат. В элементарном объеме dV_1 образуются медленные нейтроны. Надо найти n медленных нейтронов в объеме dV_2

В любой точке на единичный объем будет приходиться $q_{\text{тепл}}$ точечных источников медленных нейтронов, причем $q_{\text{тепл}}=\frac{Q}{(4\pi\tau)^{3/2}}e^{-\rho^2/4\tau}$, а τ соответствует тепловым нейтронам. Но если точечный источник медленных нейтронов расположен в (ρ, θ), то плотность медленных нейтронов в $(r, 0)$ будет

$$n=\frac{3}{4\pi\lambda v}\frac{e^{-\frac{|\rho-\mathbf{r}|}{l}}}{|\rho-\mathbf{r}|}, \qquad \text{где } |\rho-\mathbf{r}|=\sqrt{\rho^2+r^2-2\rho r\cos\theta}.$$

Таким образом, плотность медленных нейтронов на расстоянии r дается интегралом

$$\int\limits_{\varphi=0}^{2\pi}\int\limits_{\rho=0}^{\infty}\int\limits_{\theta=0}^{\pi}\frac{Q}{(4\pi\tau)^{3/2}}e^{-\rho^2/4\tau}\frac{3}{4\pi\lambda v}\frac{e^{-|\rho-\mathbf{r}|/l}}{|\rho-\mathbf{r}|}d\rho\rho^2\sin\theta\, d\theta d\varphi.$$

2. Граничные условия для дифференциального уравнения

При решении дифференциального уравнения для медленных нейтронов надо знать, как ведет себя n, или некоторая функция от n, на пространственных границах. Возьмем конечную выпуклую среду с источником нейтронов внутри, окруженную со всех сторон свободным пространством. Что можно сказать о q или n на граничной поверхности? В первом приближении можно положить q или n равным нулю. Это правдоподобно, поскольку можно сказать, что свободное пространство действует как бездонный колодец: оно поглощает все нейтроны и не возвращает ни одного. Иными словами, утечка нейтронов с поверхности настолько велика, что на ней не сохранится никакая плотность. Более точное вычисление покажет, однако, что более правильным граничным условием является обращение n или q в нуль на поверхности, отстоящей на 0,66 λ от граничной поверхности (λ — средняя длина свободного пробега нейтрона в среде). Еще более точные рассуждения приводят к расстоянию 0,70 λ между такой внешней поверхностью и истинной границей. Мы ограничимся первым уточнением.

Рассмотрим плоскую граничную поверхность (рис. 55). Будем предполагать, что вблизи границы нейтронная плотность n является линейной функцией расстояния, т. е.

$$n = p\,(\alpha + x).$$

Вычислим нейтронный поток Φ на граничной поверхности. Он равен, несомненно, произведению градиента n на коэффициент диффузии, т. е.

$$\Phi = p\frac{\lambda v}{3} \quad \left(p = \frac{dn}{dx} \text{ в этой задаче}\right).$$

Поток, однако, можно вычислить и другим способом. Рассмотрим элемент объема на расстоянии x от границы (рис. 56). В нем имеется $n\,(x)$ нейтронов. Вероятность того, что вылетающий под углом ϑ нейтрон ускользнет

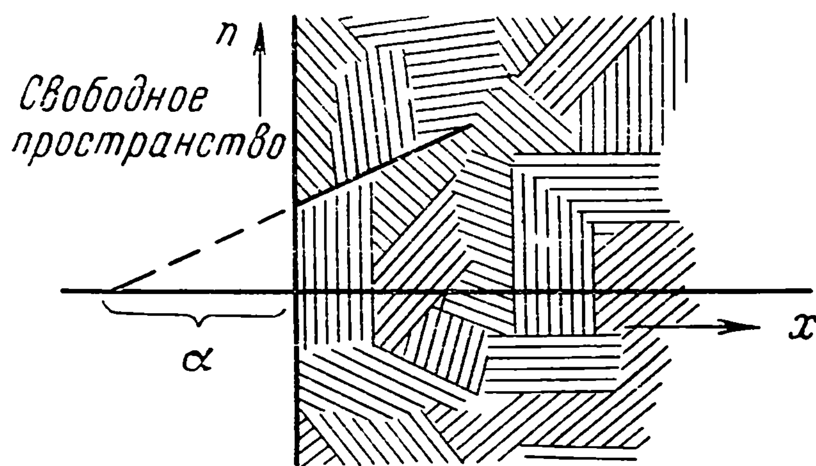


Рис. 55. Граничное условие. Экстраполированная длина

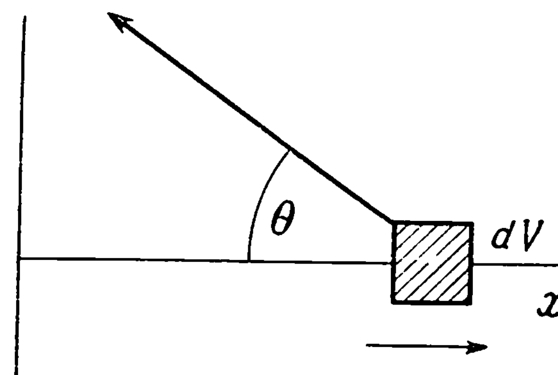


Рис. 56. К вычислению потока Ф

через границу, есть $e^{-\frac{x}{\cos\theta}\cdot\frac{1}{\lambda}}$. При изотропном характере вылета число нейтронов из этого объема, пересекающих границу за единицу времени, равно

$$\frac{1}{2}\int_0^{\pi/2} p(\alpha+x)\frac{v}{\lambda}e^{-\frac{x}{\lambda\cos\theta}}\sin\theta\,d\theta\,dV.$$

Пусть объем задается единичной площадкой, перпендикулярной оси x, и глубиной dx. Тогда проинтегрировать приведенное выражение по x означает найти полное число нейтронов, приходящих ежесекундно на поверхность из бесконечного столба, перпендикулярного поверхности и имеющего сечение единичной площади. Но легко видеть, что это и есть поток, т. е. число нейтронов, ежесекундно пересекающих единичную площадку поверхности (если, конечно, можно предположить, что все величины равномерны относительно направления, перпендикулярного x). Итак,

$$\Phi=\frac{1}{2}\int_0^{\pi/2}\int_0^{\infty} p(\alpha+x)\frac{v}{\lambda}e^{-\frac{x}{\lambda\cos\theta}}\sin\theta\,d\theta\,dx.$$

Легко видеть, что при подстановке $\mu=\cos\theta$ этот интеграл становится довольно простым. Взяв его, получим

$$\Phi=\frac{vp}{2\lambda}\left(\frac{\alpha\lambda}{2}+\frac{\lambda^2}{3}\right).$$

Приравняв этот и предыдущий результаты для Φ, найдем $\alpha={}^2/_3\lambda$. Но α есть отрезок на оси x. Следовательно, мы показали, что n становится равным нулю на расстоянии ${}^2/_3\lambda$ за пределами граничной поверхности. Это и есть граничное условие, которое мы стремились отыскать. Следует подчеркнуть, что оно характеризует n действительно на границе. Пересечение с x используется только для этого описания. В частности, граничное условие не означает, что n обращается в нуль при $x=-{}^2/_3\lambda$ и далее становится отрицательным. Наш результат состоит просто в следующем: «Плотность на граничной поверхности ведет себя так, как будто n является линейной функцией x, обращающейся в нуль при $x=-\frac{2}{3}\lambda$».

3. Длина диффузии l

Чтобы дифференциальное уравнение для медленных нейтронов могло быть использовано, необходимо задать величину l. Измерить l, например, для воды, можно с помощью котла и бака с водой (рис. 57). Если пренебречь концевыми эффектами, то получим, по существу, одномерную задачу

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}-\frac{1}{l^2}n=0,$$

нерасходящимся решением которой будет $n = Ae^{-x/l}$. Ставя и убирая кадмий между котлом и водяным баком, производят измерения, из которых находится (вычитанием) n для тепловых нейтронов в воде как функция x. Из полученных данных можно определить величину l для воды (равную 2,8 *см*). Для парафина мы получим результат, который обнаружит, что механизм поглощения в воде и парафине одинаков — поглощение на водороде (т. е. для объяснения полученных значений l не требуется вводить поглощения на углероде или кислороде).

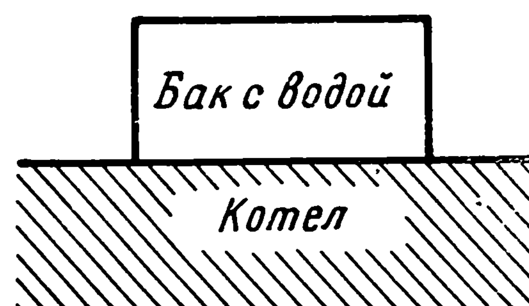


Рис. 57. Измерение длины диффузии

Имеются и другие методы определения l и родственных констант для воды. Некоторые из них описаны в статье Ферми и Амальди [5]. Оказывается, что l зависит от температуры. Иногда интересно знать эту зависимость. Она была измерена для воды: $l = 2{,}64 + 0{,}0061\ T$ (T в °C). Поскольку $l^2 = \lambda\Lambda/3$, где Λ — средний свободный пробег относительно захвата или поглощения, а λ — средняя длина переноса, то сведения о l и λ можно использовать для вычисления Λ и наоборот.

Домашнее задание. Вычислить λ для воды, если $l = 2{,}8$ *см* и $\Lambda = \frac{1}{\sigma_c n_c}$, где σ_c при 2200 *м/сек* равно 0,31 *барн*. Значение 2200 *м/сек* соответствует v в $\frac{1}{2}mv^2 = kT$ при комнатной температуре. Но для максвелловского распределения $\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}}v$, т. е. $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$, и можно просто показать для воды при комнатной температуре, что нам потребуется σ_c, соответствующее $\bar{v}$, а не v. Вычислите n, Λ и, наконец, λ, среднюю длину переноса.

Для таких веществ, как графит, не удается получить l из измерений так же просто, как для воды, поскольку задача перестает быть одномерной (величина l становится сравнимой с размерами среды). Приходится решать трехмерную задачу. Рассмотрим графитовый блок (рис. 58) с источником быстрых нейтронов, расположенным в точке $(v, u, 0)$. Можно показать, что решением уравнения замедления

$$\Delta q - \frac{\partial q}{\partial \tau} = 0$$

[5] Phys. Rev., 1936, 50, 899. (Статья 73.)

в этом случае (при $v = u = \frac{a}{2}$. — *Ред.*) будет

$$q = \frac{4}{a^2} \frac{Q}{\sqrt{4\pi\tau}} e^{-z^2/4\tau} \sum_{r,s=1}^{\infty} e^{-\pi^2\tau(r^2+s^2)/a^2} \sin\frac{\pi s x}{a} \sin\frac{\pi r y}{a},$$

где Q — интенсивность источника. Это решение получено с помощью довольно простого метода Фурье.

Как было найдено экспериментально, нейтронный источник (Ra + Be) обладает тремя четко выделенными энергиями нейтронов. Поэтому такой источник даст три наложенные друг на друга распределения.

	Процент	τ для резонанса In, $см^2$	τ для резонанса I, $см^2$
1	15,0	130	54
2	69,3	340	268
3	15,7	815	736

В таблице, вместе с интенсивностями компонент, приведены значения τ в графите при различных энергиях. Иногда подобные данные выражаются через пробег $r_0 = 2\sqrt{\tau}$.

Из этой таблицы видно, что примерно в 30 *см* от источника q становится очень малым. Отсюда следует, что член-«источник» в дифференциальном уравнении диффузии медленных нейтронов будет мал. Плотность медленных нейтронов n будет вполне точно удовлетворять уравнению

$$\Delta n - \frac{1}{l^2} n = 0.$$

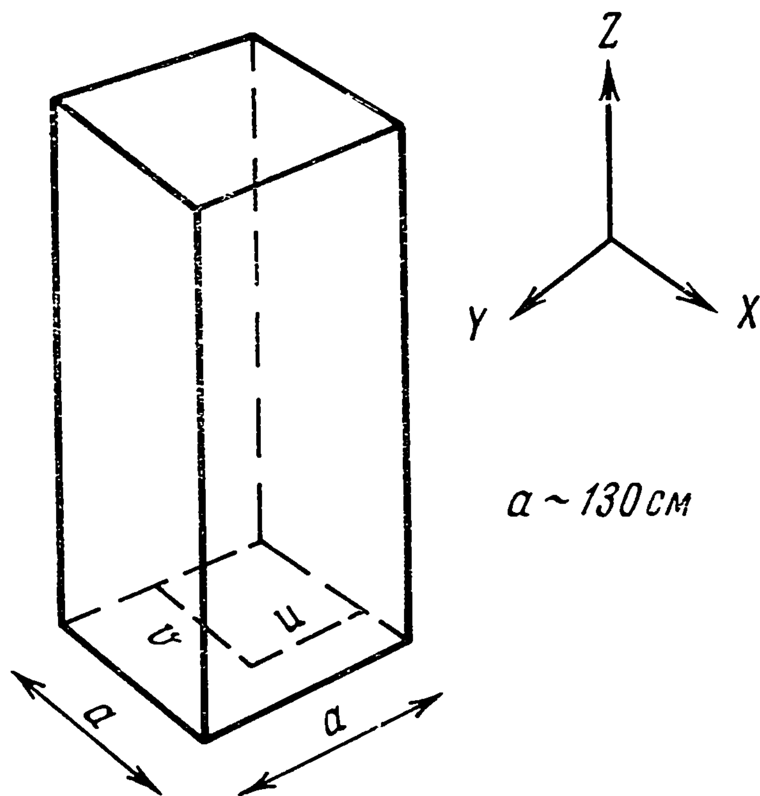


Рис. 58. К вычислению q в блоке, который предполагается бесконечным по оси z

На таких расстояниях от источника, вследствие граничных условий, решение принимает вид

$$n = \sum_{r,s=1}^{\infty} n_{rs}(z) \sin\frac{\pi r y}{a} \sin\frac{\pi s x}{a}.$$

Подставив его в дифференциальное уравнение, получим уравнение для $n_{rs}(z)$:

$$\frac{d^2 n_{rs}}{dz^2} - \left[\frac{\pi^2}{a^2}(r^2+s^2) + \frac{1}{l^2}\right] n_{rs} = 0.$$

Решение уравнения вида

$$\frac{d^2 n_{rs}}{dz^2} - \frac{1}{b_{rs}^2} n_{rs} = 0$$

хорошо известно: $e^{\pm z/b_{rs}}$.

Отбрасывая расходящиеся решения $e^{+z/b_{rs}}$, получаем

$$n = \sum_{r,s=1}^{\infty} e^{-z/b_{rs}} \sin\frac{\pi r y}{a} \sin\frac{\pi s x}{a},$$

где

$$\frac{1}{b_{rs}^2} = \left[\frac{\pi^2}{a^2}(r^2+s^2) + \frac{1}{l^2}\right].$$

При r, $s > 1$ для n получается быстро затухающее решение. Поэтому активацию в нашей колонне, измеренную по медленным нейтронам, достаточно сравнить с компонентой $r = s = 1$

$$n = e^{-z\sqrt{\frac{2\pi^2}{a^2}+\frac{1}{l^2}}} \sin\frac{\pi y}{a} \sin\frac{\pi x}{a}.$$

Константы для типичного образца графита:

$$\rho = 1{,}551 \ г/см^3;\ b_{11} = 28{,}38;\ a = 150{,}49 \ см$$

[к a мы должны добавить $2\cdot\frac{2}{3}\lambda$ (см. конец раздела 2 этой главы), так что эффективный размер оказывается равным $a = 150{,}49 + \frac{4}{3}\lambda = 153{,}29$ *см* ($\lambda = 2{,}1$ *см*)]. Эта информация и хорошие измерения позволят нам найти l. Поскольку l по определению зависит от плотности, то для всех образцов графита (который проверяется по измерению l этим способом) величины l пересчитываются к значению при $\rho = 1{,}60$, чтобы было можно сравнить различные образцы графита и судить об их чистоте.

Выпишем некоторые константы, полученные таким способом для четырех часто встречающихся веществ.

	ρ, *г/см*^{3}	n, (*атом/см*^{3})$\cdot 10^{24}$	l, *см*	l^2/Λ, *см*
H_2O	1,0	0,0334	2,85	0,142
D_2O	1,1	0,0331	100	0,80
Be	1,8	0,1235	31	0,87
C	1,62	0,0871	50,2	0,903

Микроскопическими константами, впрочем, в таких проблемах являются $\sigma_{расс}$ и $\sigma_{погл}$. Для удобства выпишем некоторые соотношения меж-

ду ними и более легко измеряемыми константами:

$$\lambda = \frac{1}{\sigma_{\text{расс}} n}, \qquad v\vartheta = \Lambda = \frac{1}{\sigma_{\text{погл}} n}, \qquad l^2 = \frac{\lambda\Lambda}{3},$$

$$N = \frac{\sigma_{\text{расс}}}{\sigma_{\text{погл}}} = \frac{3l^2}{\lambda^2} = \frac{\Lambda}{\lambda}.$$

Здесь n — число атомов в 1 $см^3$, N — среднее число актов рассеяния, приходящееся на один акт захвата.

4. Альбедо, или отражающие свойства пограничных поверхностей

В этой главе мы до сих пор описывали методы нахождения таких нейтронных распределений в средах, которые обусловлены внутренними источниками. Однако нейтроны часто вводятся в среду снаружи. Удобно ввести понятие об отражающей способности, или альбедо (по-латыни — белизна поверхности). Это просто та доля падающих нейтронов, которая в итоге возвратится или «отразится» от поверхности. Альбедо, равное единице, означает полное отражение; альбедо, равное нулю,— полное поглощение (черное тело). (См. статью Ферми о движении нейтронов в водородсодержащих веществах [6].)

Решим типичную задачу: вычислим альбедо бесконечной плоскости для медленных нейтронов. Для этого необходимо сначала ответить на такой вопрос: Если среда ограничена при $x = 0$ (рис. 59) и занимает все пространство справа от этой плоскости, то какова вероятность того, что медленный нейтрон, выходящий из точки на расстоянии d от $x = 0$, ускользнет из среды, т. е. достигнет $x = 0$?

Решим эту задачу двояким образом, используя совершенно различные подходы. Во-первых, мы используем уравнение диффузии медленных нейтронов и предположим, что задача одномерна, т. е. что нейтроны движутся только по направлению x.

Пусть на оси x расположен точечный источник нейтронов на расстоянии d (рис. 60). Нам надо вычислить поток в начале координат от источника единичной интенсивности (ибо это в точности равно вероятности утечки). В этом случае уравнение диффузии медленных нейтронов имеет вид

$$\Delta n - \frac{n}{l^2} = 0$$

(всюду, кроме $x = 0$), а его решение

$$n = Ae^{-x/l} - Ae^{x/l}$$

[6] Ric. Scient., 1936, 7, 13. (Статья 74.)

при $0 < x < d$ и граничном условии $n(0) = 0$. При $x > d$ имеем $n = Be^{-x/l}$. Эти два решения сшиваются при $x = d$ (рис. 61) так, что n непрерывно, а градиент dn/dx имеет конечный разрыв. Для определения величины разрыва проинтегрируем полное уравнение диффузии по малому «объему», окружающему источник (см. раздел 1 этой главы).

$$\int\limits_{d-\varepsilon}^{d+\varepsilon} \frac{d^2n}{dx^2}\,dx - \int\limits_{d-\varepsilon}^{d+\varepsilon} \frac{n}{l^2}\,dx = -\int\limits_{d-\varepsilon}^{d+\varepsilon} \frac{q}{D}\,dx.$$

Первый член есть $\left.\frac{dn}{dx}\right|_{d-\varepsilon}^{d+\varepsilon}$, т. е. скачок градиента. Второй член обращается в нуль при $\varepsilon \to 0$, так как n по физическим соображениям должно быть непрерывной функцией от x. Последний член равен просто $-Q/D$, где Q — интенсивность источника. Тогда из условий сшивания n и dn/dx при $x = d$

$$Ae^{-d/l} - Ae^{d/l} = Be^{-d/l},$$

$$-\frac{A}{l}e^{-d/l} - \frac{A}{l}e^{d/l} = -\frac{B}{l}e^{-d/l} + \frac{Q}{D},$$

получаем

$$A = -\frac{lQ}{2D}e^{-d/l}, \qquad B = \frac{lQ}{2D}\left(e^{d/l} - e^{-d/l}\right).$$

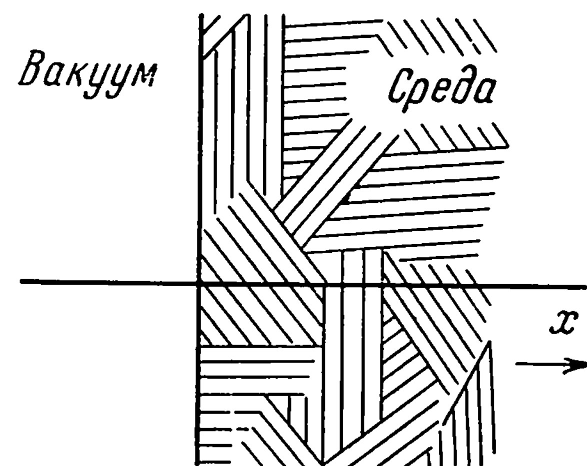


Рис. 59. Альбедо

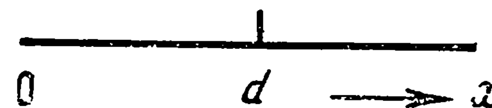


Рис. 60

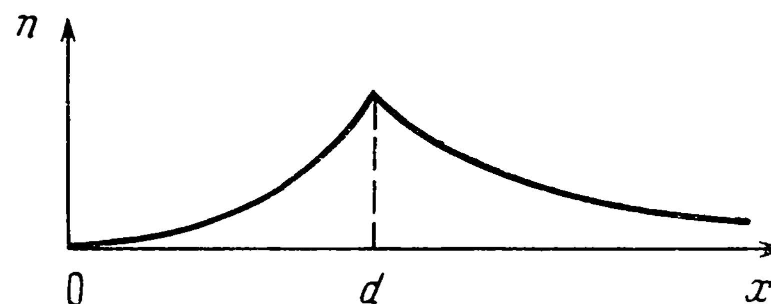


Рис. 61. Сшивание решений

Тогда поток в точке $x = 0$ будет $D\left(\frac{dn}{dx}\right)_{x=0} = Qe^{-d/l}$, а для единичной интенсивности источника — просто $e^{-d/l}$. Это и будет $p(d)$ — вероятность того, что медленный нейтрон, находящийся в точке d, в конце концов ускользнет из среды.

Прежде чем применить этот результат к нахождению альбедо такой одномерной среды для нейтронов, падающих на границу снаружи, решим нашу задачу иным путем. Кроме методов диффузии существуют более точные, более строгие пути решения задач рассматриваемого типа. Для того чтобы найти плотность нейтронов в некотором объеме V в момент времени t, можно изучить плотность нейтронов, которые движутся к V и находятся в других местах в различные моменты времени t', а (учитывая их скорости и расстояния до V) в момент времени t окажутся в V. Плотность нейтронов в V в момент времени t может быть выражена через некую сумму или интеграл плотностей таких «иных» нейтронов. Мы пришли бы к интегральному уравнению для плотности нейтронов n.

Итак, для решения диффузионных задач, кроме метода дифференциальных уравнений, имеется также и метод интегральных уравнений. Здесь полезно немного остановиться на сравнении достоинств обоих подходов. При выводе дифференциального уравнения диффузии оказалось необходимым предположить, что величины n, dn/dx и т. д. мало меняются на длине среднего свободного пробега диффундирующих частиц. Предполагалось также, что плотность частиц достаточно велика, чтобы можно было говорить о величинах типа dn/dx. В частности, нельзя ожидать физически правильных результатов от решения дифференциальными методами задач типа следующей: «Найти n (r, ϑ, φ), плотность медленных нейтронов в сфере радиуса $\lambda/2$, если источник медленных нейтронов расположен в центре сферы (λ есть средняя длина свободного пробега медленных нейтронов в веществе сферы)». При использовании метода интегральных уравнений такие ограничения отпадают. Не требуется делать никаких предположений об изменении dn/dx с расстоянием и т. п. Метод интегральных уравнений является более общим, но обычно и более трудным. Часто оказывается целесообразным такой путь: сначала решить диффузионную задачу с помощью дифференциального уравнения при должных граничных условиях, чтобы получить первое представление о рассматриваемых функциях, а затем с помощью интегрального уравнения найти более точное решение. Мы также последуем этому рецепту. С помощью дифференциального уравнения диффузии мы нашли $p(d)$ — вероятность того, что находившийся на расстоянии d от границы одномерной среды нейтрон ускользнет из среды. Применим теперь интегральный метод.

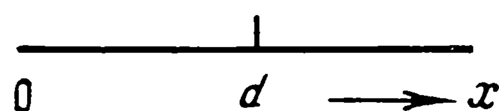


Рис. 62

Пусть в точке d находится нейтрон (рис. 62). Для него с одинаковыми (50%) вероятностями открыты два пути: он может пойти либо налево, либо направо. При движении влево нейтрон может либо ускользнуть из среды без соударения, либо претерпеть столкновение. Поэтому вероятность утечки без соударения для нейтрона в точке d дается произведением

$$\frac{1}{2}\cdot e^{-\frac{d}{\lambda}},$$

где λ — полный средний свободный пробег. Но нейтрон может ускользнуть и после соударения. Пусть нейтрон претерпевает первое столкновение в точке x, и $\Pi(x)$ есть вероятность того, что нейтрон, находившийся в точке d, испытает первое столкновение в точке x (слева или справа от d). Вероятность утечки для нейтрона в точке x равна $p(x)$. Теперь ясно, что

$p\ (d)$ может быть записано как некая сумма или интеграл

$$p(d) = \frac{1}{2} e^{-\frac{d}{\lambda}} + \sum_{\text{по всем } x} \Pi(x)\, p(x).$$

При этом предполагается, что в лабораторной системе координат рассеяние изотропно, т. е. что $p\ (x)$ зависит только от x и не зависит от того, с какой стороны нейтрон достигает x. В подробной записи сумма выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{2} \int_0^d e^{-\frac{d-x}{\lambda}} \frac{dx}{\lambda}\, p(x) \frac{N-1}{N} + \frac{1}{2} \int_d^\infty e^{-\frac{x-d}{\lambda}} \frac{dx}{\lambda}\, p(x) \frac{N-1}{N}.$$

Здесь первый интеграл есть вероятность того, что нейтрон, покинув точку d, пойдет налево, испытает соударение в точке x, но в конце концов уйдет из среды. Второй интеграл дает вероятность такого же процесса при начальном движении направо. Множитель $\frac{N-1}{N}$, появляющийся в этих интегралах, дает вероятность того, что при соударении в точке x произойдет рассеяние; N есть число актов рассеяния, приходящееся на один акт поглощения. Итак, получено интегральное уравнение

$$p(d) = \frac{1}{2} e^{-\frac{d}{\lambda}} + \frac{1}{2} \int_0^\infty e^{-\frac{|x-d|}{\lambda}} \frac{dx}{\lambda}\, p(x) \frac{N-1}{N}.$$

Решением дифференциального уравнения было $p(d) = e^{-d/l}$. Поэтому в качестве решения интегрального уравнения испытаем $p(d) = Ae^{-\varkappa d}$; найдем:

$$p(d) = \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{N+1}} e^{-\frac{d}{\lambda\sqrt{N}}}.$$

Величина $\lambda\sqrt{N} = l\sqrt{3}$ (см. конец раздела 3 этой главы). Таким образом, полученное решение ведет себя как $\exp(-d/l\sqrt{3})$, в отличие от решения дифференциального уравнения $\exp(-d/l)$.

Теперь мы в состоянии выполнить наше первоначальное намерение — найти альбедо. Пусть пучок нейтронов, движущихся слева вдоль оси x, падает на плоскость $x = 0$. Вероятность того, что первое столкновение нейтрона из пучка произойдет около точки x, равна $e^{-x/\lambda}\frac{dx}{\lambda}$. Вероятность того, что он не поглотится и ускользнет оттуда, есть $p(x)\frac{N-1}{N}$. Следовательно, альбедо

$$\beta = \int_0^\infty e^{-\frac{x}{\lambda}} \frac{dx}{\lambda}\, p(x) \frac{N-1}{N} = \frac{\sqrt{N}-1}{\sqrt{N}+1}.$$

Непоглощающая среда в конечном счете возвратила бы все нейтроны, т. е. ее альбедо равно единице.

Если мы пожелаем определить β для пучка, падающего под углом ϑ, то мы будем вынуждены отказаться от одномерного подхода, и задача станет более трудной. Ее решением будет

$$\beta(\vartheta) = \frac{\sqrt{N}-1}{\sqrt{N}+\sqrt{3}\cos\vartheta}.$$

При $\vartheta = 0$ оно не совпадает с приводившимся ранее выражением, так как в новом решении учтено то обстоятельство, что хотя для падающих нейтронов $\vartheta = 0$, они не обязаны двигаться в среде вдоль оси x. Возможность движения под углом к оси x приводит к более длинным путям нейтрона и, следовательно, к увеличению вероятности поглощения. Поэтому β несколько уменьшается.

Предположим, что нам надо измерить альбедо парафина для медленных нейтронов. Прямые измерения было бы трудно провести, так как детектирование нейтронов, выходящих под всевозможными углами со всей поверхности парафина, оказалось бы далеко не простым делом даже при коллимировании пучка нейтронов, падающего на парафин. Гораздо более изящный метод нахождения альбедо состоит в следующем. Поместим тонкую фольгу-детектор медленных нейтронов где-то внутри парафинового блока достаточно далеко от его границ, с тем чтобы среду можно было считать бесконечно протяженной (рис. 63). (Под тонкой фольгой понимается фольга, присутствие которой мало меняет нейтронное распределение, т. е. для которой $\sigma n\delta \ll 1$, где σ — атомное сечение, n — число атомов в 1 *см*^{3}, δ — толщина фольги.) Под действием нейтронного источника в фольге наведется активность, которую мы обозначим A. Затем защитим фольгу с одной стороны слоем кадмия (достаточно толстым, чтобы было можно рассчитывать на практически полное поглощение всех падающих на него медленных нейтронов, и в то же время достаточно тонким, чтобы не внести заметного искажения в распределение нейтронного потока) (рис. 64). Повторим измерение активности детекторной фольги, и пусть это будет активность B. Отношение A/B очень просто связано с альбедо. По-



Рис. 63. Измерение альбедо

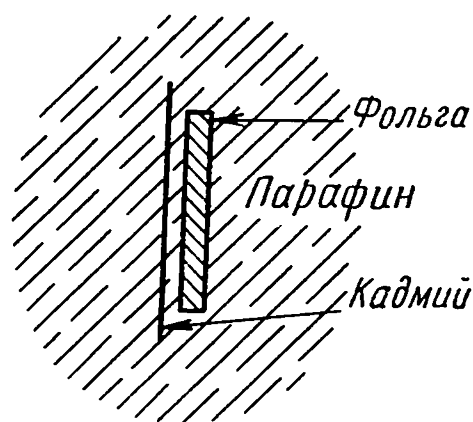


Рис. 64. Измерение альбедо

смотрим, как это происходит. Пусть в случае B на фольгу падает N нейтронов в секунду. Ясно, что при равномерном распределении медленных нейтронов в случае A на фольгу будет попадать N нейтронов в секунду с каждой стороны, так что всего на фольгу попадет $2N$ медленных нейтронов в секунду. Но это еще не все, так как некоторые нейтроны, прошедшие через фольгу, могут вернуться и снова пройти через нее (поскольку нет кадмия, который воспрепятствовал бы этому) (рис. 65). Мы в состоянии вычислить, сколько раз в среднем нейтрон, идущий по направлению к фольге, пройдет через нее до того, как будет в конце концов поглощен

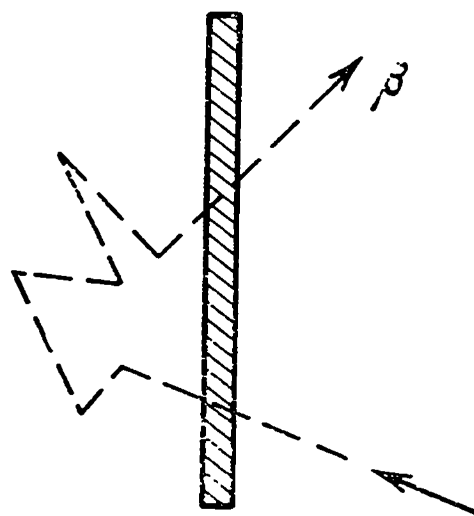


Рис. 65. Вероятность того, что нейтрон еще раз пройдет через фольгу, равна β

в парафине. Вероятность того, что этот нейтрон возвратится через фольгу, очевидно, равна β, альбедо парафина для медленных нейтронов. Вероятность того, что он сделает два «рейса», равна $\beta \cdot \beta = \beta^2$ и т. д. Итак, полное число прохождений нейтрона через фольгу в среднем равно

$$1 + \beta + \beta^2 + \beta^3 + \ldots = \frac{1}{1 - \beta}.$$

Значит, на фольгу будет ежесекундно попадать $\frac{2N}{1-\beta}$, а не просто $2N$ медленных нейтронов. Отсюда следует, что $\frac{A}{B} = \frac{2\overline{N}}{(1-\beta)\,\overline{N}}$. Таким образом, для нахождения альбедо достаточно измерить активности A и B. Для парафина $\frac{A}{B} = 11$, откуда $\beta = 0{,}82$. В тех средах, где поглощение нейтронов мало, измерения β этим методом вряд ли возможны, так как указанный метод должен исходить из предположения о том, что длина диффузии в среде мала по сравнению с размерами фольги, т. е. что бо́льшая часть отражений происходит вблизи фольги. Кроме того, если детектор не является тонким, то он, так сказать, сам себе кадмий, и надо вводить поправку на поглощение в фольге.

Домашнее задание. Найдите соотношение между A/B и альбедо, если число нейтронов, поглощенных в фольге, составляет в среднем (усредненное по углам падения) ζ от падающих.

Глава VIII

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

1. Энергия связи ядер

Прежде чем обращаться к рассмотрению деления, необходимо попытаться понять, что же удерживает ядра от развала. С этой целью займемся отысканием выражения для энергии связи ядра [*или массы ядра, так как масса и энергия связи взаимозависимы*:

Масса ядра = (*Число нейтронов* × *Масса нейтрона*) +
+ (*Число протонов* × *Масса протона*) —
— (*Энергия связи*)]

через общие ядерные параметры A и Z. A — число частиц в ядре, Z — число протонов, $(A - Z)$ — число нейтронов.

Задача нахождения зависимости энергии связи от Z и A — трудная задача, так как отсутствуют точные сведения о ядерных силах. Нам придется рассмотреть эмпирические сведения о ядре ради содержащейся в них информации относительно ядерных сил или энергии связи.

А) Размеры ядер и энергии связи. Из опытов по рассеянию и других экспериментов на тяжелых ядрах было найдено, что ядерные радиусы меняются как $A^{1/3}$. Соотношение

$$R = 1{,}48 \cdot 10^{-13} A^{1/3}\,\textit{см}$$

довольно хорошо передает известные данные. (Следует заметить, что эта формула не предназначена для самых легких ядер.) В смысле поставленной задачи это соотношение является указанием на то, что во всех ядрах средняя плотность составляющих их частиц примерно одинакова. Вполне вероятно, что плотность не сильно меняется и при переходе от одной точки к другой внутри отдельного ядра. Если обусловленная ядерными силами энергия связи ассоциируется с двумя частицами, находящимися на данном расстоянии друг от друга внутри ядра, то из предыдущего ясно, что такая энергия связи, приходящаяся на единицу объема ядра, будет постоянна, поскольку средние расстояния между частицами всюду одинаковы. Поэтому мы заключаем, что энергии связи ядер пропорциональны главным образом их объему или A. Для энергии ядра (энергии связи, взятой с обратным знаком) можно написать тогда $E \sim -a_1 A$, где a_1 — некий положительный коэффициент. Для определения a_1 проведенного рассмотрения недостаточно.

Б) Поверхность ядра и энергия связи. Ясно, что вышеприведенные рассуждения неполны. Даже если принять, что ядерные частицы повсюду расположены на одинаковых расстояниях друг от друга и подвержены одинаковым силам, то и тогда частицы на поверхности находятся в особом положении. По сравнению с частицами внутри ядра они окружены

меньшим числом частиц и потому связаны не так сильно. Число таких частиц пропорционально поверхности. Член, учитывающий это, мы должны вычесть из найденной ранее энергии связи, так как теперь ясно, что энергия связи была несколько завышена. Поскольку площадь поверхности ядра пропорциональна R^2, мы должны прибавить к E член $a_2 A^{2/3}$. Итак, $E = -a_1 A + a_2 A^{2/3}$.

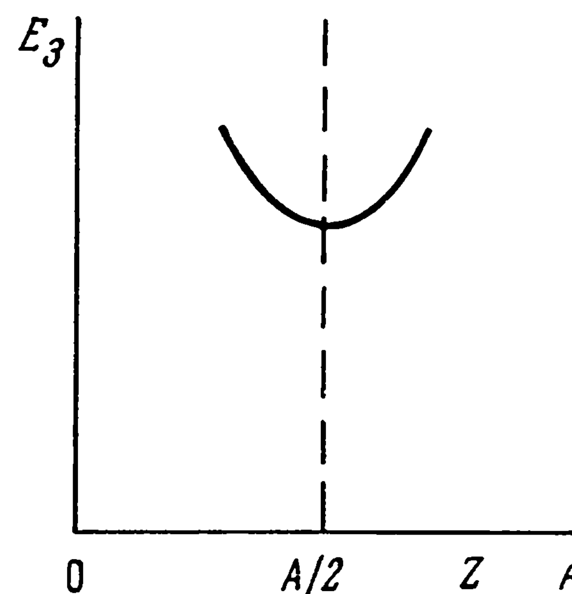


Рис. 66. Ядра имеют тенденцию к значению $Z = A/2$

В) Тенденция Z к значению $A/2$ и энергия связи. Помимо уже упоминавшихся, существует еще ряд сведений о ядре, в которых содержатся некоторые указания на зависимость E от A и Z. Займемся исследованием этих соотношений и включим результаты в наше выражение для E как поправочные члены.

Так, было найдено, что числа протонов и нейтронов в любом ядре почти одинаковы. (Конечно, в тяжелых ядрах протонов меньше, чем нейтронов. Мы будем предполагать, что это обусловлено электростатическим отталкиванием протонов, которое мы обсудим позже. Иными словами, мы допускаем, что если бы не кулоновские силы между протонами, ядра имели бы равное число протонов и нейтронов.) В ядре существует, по крайней мере, три типа ядерных сил: нейтрон-протонные, протон-протонные, нейтрон-нейтронные. Последние два, ввиду равенства чисел протонов и нейтронов в ядре, должны иметь одинаковый порядок величины. Если бы, например, протон-протонные силы были больше нейтрон-нейтронных, то ядра с избытком протонов были бы связаны сильнее и, значит, были бы более стабильны, чем ядра с равными числами протонов и нейтронов. График зависимости энергии E изобар (одинаковое A, разные Z) от Z (рис. 66) должен быть симметричен относительно $Z = A/2$. Действительно, ядра с Z протонами и $(A - Z)$ нейтронами и ядра с Z нейтронами и $(A - Z)$ протонами должны иметь одинаковую энергию, поскольку было принято, что нейтрон-нейтронные и протон-протонные силы равны. Изображенная на рис. 66 кривая имеет минимум при $Z = A/2$, так как ядра с $Z = A/2$ наиболее стабильны. Итак, энергия E_3, связанная с отклонением от равенства чисел протонов и нейтронов, должна меняться как некоторая четная степень от $[Z - (A/2)]$. Для простоты положим, что E_3 в окрестности $A/2$ пропорционально $\left[\frac{Z}{A} - \frac{1}{2}\right]$. Чтобы определить размерность коэффициента пропорциональности, рассмотрим два ядра с одинаковым значением Z/A и различающимися в два раза величинами A. (Иными словами, у этих ядер одинаков относительный избыток нейтронов, но в одном из них в два раза больше частиц.) Если с каждой избыточной, т. е. не имеющей пары, частицей связывать некоторую фиксированную энергию, то более тяжелое ядро будет иметь в два раза бóльшую E_3. Значит, E_3, как

оказывается, должна быть пропорциональна A. Итак,

$$E_3 = a_3 A\left(\frac{Z}{A} - \frac{1}{2}\right)^2 = a_3 \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A}.$$

Г) Кулоновские силы между протонами и энергии связи. Энергию E_4, обусловленную электростатическими силами между протонами, можно приближенно найти из решения следующей простой электростатической задачи: Определить энергию заряда Z, равномерно распределенного по объему шара радиуса R. Это решение, $\frac{3}{5}\frac{Z^2}{R}$, записанное с нужным коэффициентом, так что энергия выражена в массовых единицах, дает

$$E_4 = +0{,}000627\frac{Z^2}{A^{1/3}}.$$

Д) Четность или нечетность числа протонов и нейтронов и энергия связи. Известно, что стабильных ядер с четным атомным весом A и нечетным атомным номером Z очень мало. Можно сказать, что бо́льшая часть стабильных ядер склонна иметь четные Z и $(A - Z)$. Несколько меньшая стабильность присуща случаям Z четно, $(A - Z)$ нечетно и Z нечетно, $(A - Z)$ четно. Наконец, сочетание Z нечетно, $(A - Z)$ нечетно приводит, как мы уже говорили, к наименее стабильным ядрам. Отсюда ясно, что как ядерные силы, так и энергия связи должны обнаружить зависимость от того, будут ли числа протонов и нейтронов четными или нечетными. Нашлось и что-то вроде объяснения этому. Оно основано на идее, что частицы стремятся заполнить наинизшие энергетические уровни ядра и между па́рами нейтронов или протонов, заполняющими тот же самый уровень, действуют большие силы. Эмпирически было найдено, что поправочный член $E_5 = \delta$ может быть введен в наше выражение для E следующим образом:

$$\delta = \begin{cases} A \text{ нечетно} & 0 \\ A \text{ четно}\begin{Bmatrix} Z \text{ четно} \\ Z \text{ нечетно}\end{Bmatrix} & \mp 0{,}036/A^{3/4}. \end{cases}$$

Теперь необходимо вычислить коэффициенты a_1, a_2, a_3 в нашем полном выражении

$$M(A, Z) = 1{,}00893A - 0{,}00081Z - a_1 A + a_2 A^{2/3} + \\ + a_3\frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + 0{,}000627\frac{Z^2}{A^{1/3}} + \delta.$$

Для нахождения a_3 возьмем dM/dZ и положим его равным 0. Получающаяся отсюда связь между Z и A

$$Z_A = \frac{0{,}00081 + a_3}{2a_3 + 0{,}001254A^{2/3}} A$$

соответствует минимуму M и, значит, дает наиболее стабильные Z при любом A. Подгонка этого соотношения по известным стабильным изотопам дает в качестве наилучшего значения $a_3 = 0{,}083$. Коэффициенты a_1 и a_2 находятся путем приравнивания выражения для $M(A, Z)$ известным данным о массах ядер. Оказывается, что $a_2 = 0{,}014$ и $a_1 = 0{,}01504$. Итак, окончательно

$$M(A, Z) = 0{,}99389A - 0{,}00081Z + 0{,}014A^{2/3} + \\ + 0{,}083\frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + 0{,}000627\frac{Z^2}{A^{1/3}} + \delta.$$

Домашнее задание. Из этой формулы получим $Z_A = \dfrac{A}{1{,}981 + 0{,}015A^{2/3}}$. Сравните это с известными стабильными изотопами; нанесите на график результаты для 10 изотопов. Демпстер (Phys. Rev., 1938, 53, 870) приводит кривую зависимости коэффициента упаковки $[M(A, Z) - A]/A$ от A. Используя предшествующее уравнение, нанесите на график ожидаемые «теоретически» коэффициенты упаковки и экспериментальные значения Демпстера. Обратите внимание на степень согласия.

С помощью формулы для M можно вычислить энергии присоединения нейтрона к различным изотопам урана. Как мы увидим позже, эти данные имеют прямое отношение к возможности деления этих изотопов под действием медленных нейтронов. Вычислим энергию присоединения нейтрона к U^{235}.

$$\begin{array}{rl} & M(U^{235}) = 235{,}11240 \text{ (по нашей формуле)} \\ + & M(n) = \quad 1{,}00893 \\ \hline & \text{Сумма} = 236{,}12133 \\ - & M(U^{236}) = 236{,}11401. \\ \hline \end{array}$$

$$\text{Энергия связи} = 0{,}0073 \text{ масс. ед.} = 6{,}81 \text{ Мэв}.$$

Таким же образом можно найти энергии присоединения нейтрона к U^{236}, U^{237}, U^{238}, соответственно равные 5,51; 6,56; 5,31 *Мэв*. Скачки энергии присоединения объясняются членом δ. Эти скачки накладываются на систематическое изменение $M(A, Z)$ с изменением A и Z, определяющееся другими пятью членами.

2. Процесс деления

Ниже мы попытаемся в общих чертах объяснить, почему делятся тяжелые изотопы.

Домашнее задание. Вычислите энергии присоединения нейтрона к Th^{232}, Au^{197}, Sm^{149}, In^{115}, Mn^{55}, используя формулу для $M(A, Z)$. Достаточно точные (для таких приложений, как здесь) *экспериментальные* данные о массах ядер имеются только для легчайших ядер.

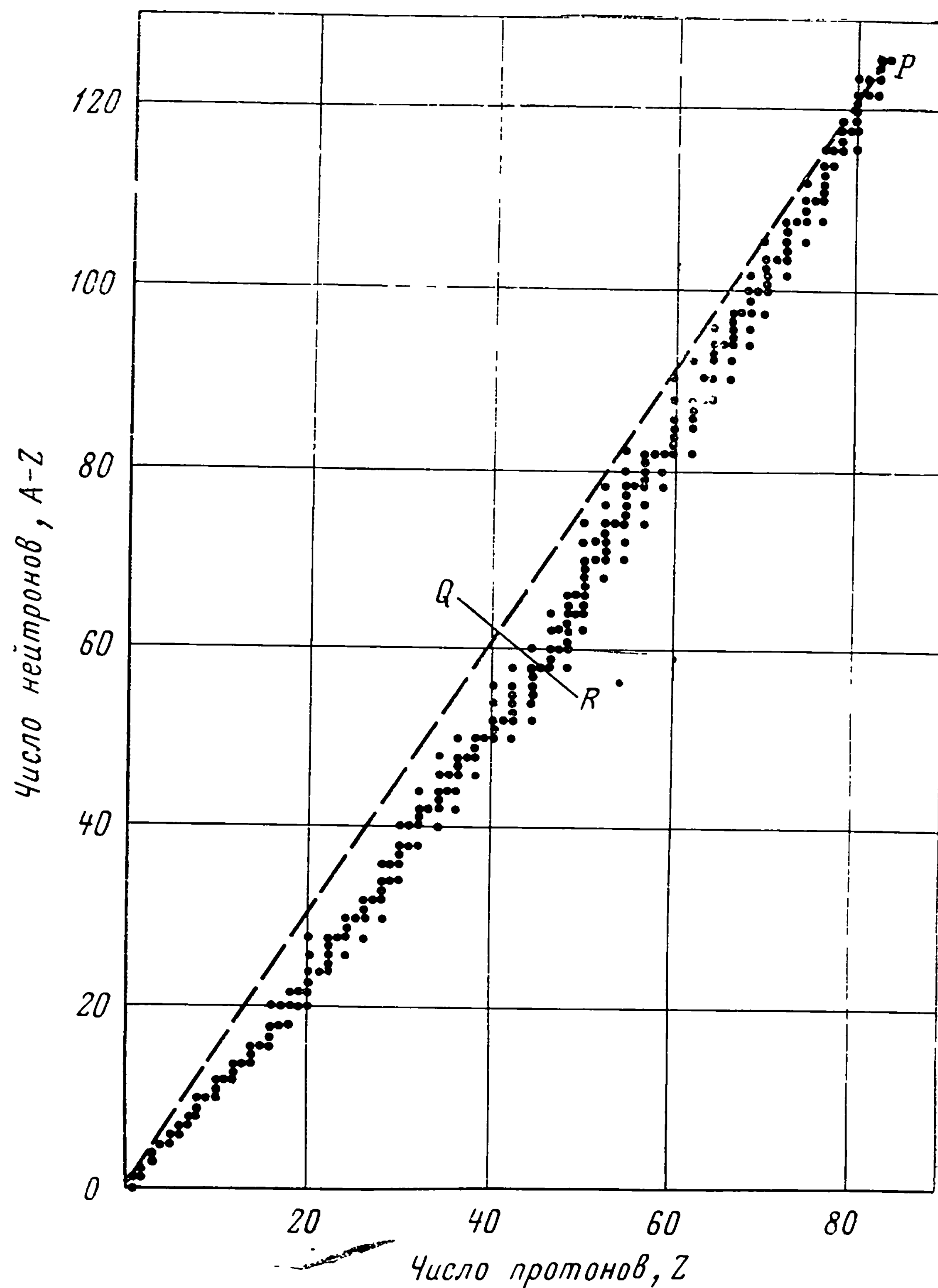


Рис. 67. Числа нейтронов и протонов в стабильных ядрах (диаграмма Сегре)

Изучение кривой коэффициента упаковки показывает, что коэффициент упаковки составляет в области урана около 0,0006, а для ядер среднего атомного веса около —0,0007. Это значит, что тяжелые ядра энергетически неустойчивы относительно развала на два ядра средних размеров. Рассмотрим это более внимательно. Ясно, что энергия, которая может быть высвобождена при таком расщеплении, будет примерно равна $M(A, Z) - 2M(A/2, Z/2)$. Если эта энергия положительна, то расщепление энергетически возможно. Разность масс может быть записана в виде

$$A\left[\frac{M(A, Z) - A}{A} - \frac{M(A/2, Z/2) - A/2}{A/2}\right],$$

т. е. как умноженная на A разность коэффициентов упаковки. Итак, деление энергетически возможно, когда разность коэффициентов упаковки положительна. Однако следует отметить, что $A\,[f\,(A) - f\,(A/2)]$ дает не энергию, высвобождаемую при делении, а энергию перехода от P к Q (см. рис. 67). Энергия действительно конечного состояния R меньше энергии Q. Поэтому полная энергия, высвобождаемая при делении, будет $> A\,[f\,(A) - f\,(A/2)]$. Пусть $A = 240$. Тогда $A/2 = 120$ и $Z_A = 93{,}74$ (по формуле на стр. 298), т. е. $Z_A/2$ должно быть равно 46,87. Но, если взять $A/2$ и вычислить $Z_{A/2}$, то стабильное Z_{120} получается равным 51,15, т. е. примерно на 4 единицы отличающимся от $Z_A/2$. Это означает, что будет испущено около четырех β-частиц на один осколок.

Из графика упаковочного коэффициента явствует, что для всех ядер с A, бóльшим примерно 100, деление экзоэнергетично. Почему же деление встречается так редко? Возьмем ядро, раскалываемое при делении на две части, и построим график зависимости энергии ядра-осколка от расстояния между осколками (рис. 68). Энергию при бесконечном удалении мы примем за нуль. Из опыта мы знаем, что энергия при слившихся осколках ($r = 0$) на 180—200 *Мэв* больше, что позволяет нанести точку при $r = 0$.

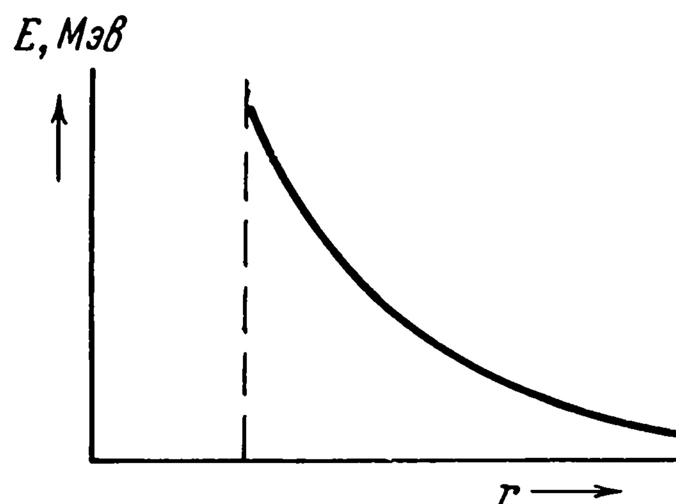


Рис. 68. Потенциальная энергия осколка деления относительно ядра. При малых расстояниях (пунктирная линия) кулоновские силы «кончаются»

А как насчет точек от $r = 0$ до бесконечности? Вплоть до расстояний порядка диаметра осколков только одна кулоновская энергия дает вклад во взаимную энергию частиц, так как на них не действуют никакие другие силы. Эта энергия равна $\left(\frac{Z}{2}e\right)^2 \Big/ r$. При расстоянии порядка диаметра ядра этот член может оказаться меньше, равен или больше 180—200 *Мэв*, значения при $r = 0$. В соответствии с этим, мы могли бы провести три различных переходных кривых от $r = 0$ до таких расстояний (рис. 69). Стабильные ядра с $A > 100$ представлены, по-видимому, кривыми типа I, с высотой барьера порядка 50 *Мэв*. Урану, также предположительно, должна соответствовать кривая типа II, с барьером около 6 *Мэв*. Вещества с кривыми типа III не могли бы, естественно, долго просуществовать в природе. По-видимому, эти кривые свойственны несуществующим трансуранам. За несколько более детальным рассмотрением переходных расстояний (от $r = 0$ до $r = B$) следует обратиться к статье Бора и Уилера в «Physical Review» за сентябрь 1939 г. Примем за $r = B$ диаметр осколка деления, т. е. положим $B = 2 \cdot 1{,}48 \cdot 10^{-13}\,(A/2)^{1/3}$. Мы можем нанести на

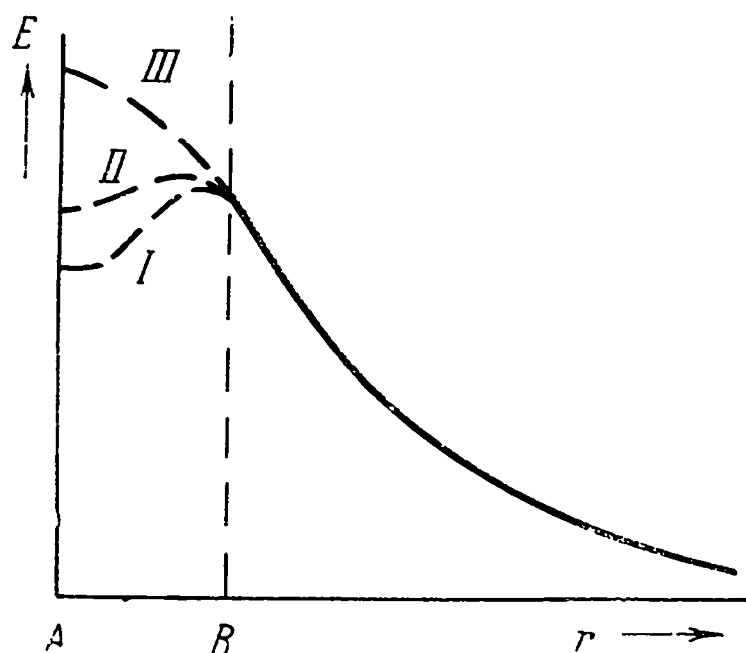


Рис. 69. Энергия ядра в зависимости от деформации

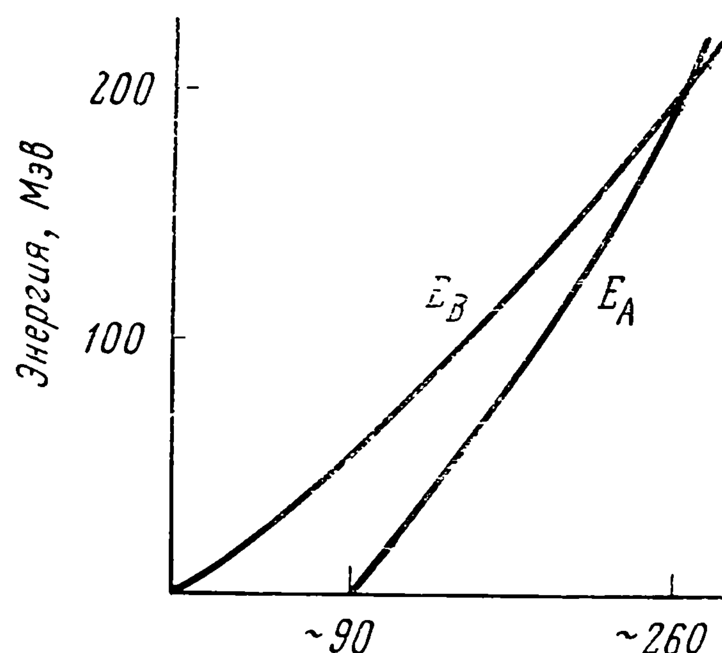


Рис. 70. Зависимость критической энергии деления от массового числа

график зависимость энергии E_B от атомного веса (рис. 70). Кривая E^A на том же графике дает превышение массы (энергии) материнского ядра веса A над массами его осколков. Эта кривая становится отрицательной для $A < 85$ и пересекает кривую E_B вблизи $A = 250$. Из такого графика можно для любого A получить $(E_B - E_A)$, меру высоты энергетического барьера, препятствующего делению.

Конечно, приняв определенную модель, можно более точно исследовать, как зависит энергия от расстояния в окрестности $r = 0$. Рассмотрим боровскую модель жидкой капли. Предположим, что первоначально ядро имело сферическую форму, и вычислим изменение энергии при малой деформации. Примем, что основная деформация ядра, начинающего расщепляться, очень проста: ядро немного вытягивается в одном направлении и сплющивается перпендикулярно ему, т. е. из сферы становится эллипсоидом.

Если предположить, что при переходе от сферы к эллипсоиду объем сохраняется (это разумно, поскольку, как мы видели, существует тенденция к сохранению во всех ядрах одинаковой плотности частиц), то изменение энергии ядра при деформации будет обусловлено только двумя причинами из пяти, обсуждавшихся в предыдущем разделе. Во-первых, это поверхностная энергия, которая с увеличением деформации будет возрастать вследствие увеличения поверхности ядра. Во-вторых, это электростатическая энергия, которая будет уменьшаться с ростом деформации, так как отталкивающиеся заряды несколько отодвигаются друг от друга.

Итак, при деформации сферического ядра два вида энергии меняются противоположным образом. Поскольку поверхностная энергия или энергия поверхностного натяжения меняется как $A^{2/3}$, а электростатическая энергия пропорциональна $Z^2/A^{1/3}$, т. е. $\sim A^{5/3}$, то для тяжелых ядер последняя играет более важную роль. Таким образом, для тяжелых ядер вполне вероятно, что при деформации энергия ядра будет уменьшаться

и, значит, сферическое ядро будет нестабильно. Для легких ядер верно обратное. В соответствии с этой схемой следует ожидать, что только тяжелые ядра будут делиться. Рассмотрим более подробно изменение энергии сферического ядра при искажении его формы. Можно показать, что

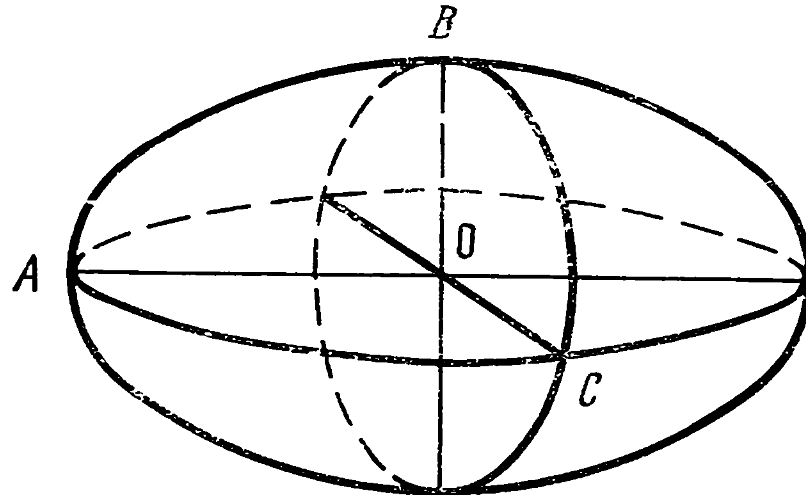


Рис. 71. Эллипсоид вращения. $AO = a$, $CO = BO = b$

электростатическая энергия заряда Ze, распределенного по объему эллипсоида (рис. 71), есть

$$\frac{3}{10}\frac{Z^2e^2}{\sqrt{a^2-b^2}}\ln\frac{a+\sqrt{a^2-b^2}}{a-\sqrt{a^2-b^2}}.$$

Поверхностная энергия пропорциональна площади поверхности эллипсоида, которая, как оказывается, равна

$$2\pi b^2+2\pi\frac{a^2b^2}{\sqrt{a^2-b^2}}\arccos\frac{b}{a}.$$

Возьмем теперь сферу радиуса R и вытянем ее в одном направлении $a = R(1+\varepsilon)$. Для того чтобы объемы эллипсоида и сферы совпадали, b должно удовлетворять уравнению $\frac{4\pi}{3}ab^2=\frac{4\pi}{3}R^3$, откуда $b=\frac{R}{1-\varepsilon}$. Подставляя a и b в выражения для энергий и разлагая результаты по степеням ε, мы найдем для электростатической энергии выражение

$$\frac{3}{5}\frac{Z^2e^2}{R}\left(1-\frac{1}{5}\varepsilon^2+\ldots\right)$$

(следует заметить, что первый член есть просто электростатическая энергия сферы, а второй, поправочный, член дает, как предсказывалось, уменьшение энергии при деформации). Поверхностная энергия пропорциональна величине

$$4\pi R^2\left(1+\frac{2}{5}\varepsilon^2+\ldots\right).$$

Используя нужные коэффициенты для этих энергий из формулы $M(A, Z)$ (стр. 299), находим, что превышение энергии эллипсоида над

энергией сферы равно

$$\varepsilon^2\left[\frac{2}{5}0{,}014A^{2/3}-\frac{1}{5}0{,}000627\frac{Z^2}{A^{1/3}}\right].$$

Условие устойчивости по отношению к деформации состоит в том, что выражение в скобках должно быть положительно, т. е.

$$\frac{Z^2}{A}<44{,}7.$$

Домашнее задание. При каком Z появится нестабильность, согласно этому неравенству? Используйте выражение для Z_A, выведенное ранее (стр. 298).

Для урана $\frac{Z^2}{A}=36$, а для более легких элементов еще меньше.

На самом деле нестабильность наступает заметно раньше, чем это вытекает из предыдущих рассуждений. Уже для кривых вида, изображенного на рис. 72, барьер становится довольно прозрачным и можно ожидать ощутимого вклада спонтанного деления. Для U^{238} наблюдается ~ 20 актов спонтанного деления на 1 *г* за 1 *час*, а для более тяжелых атомов оно может оказаться очень частым явлением.

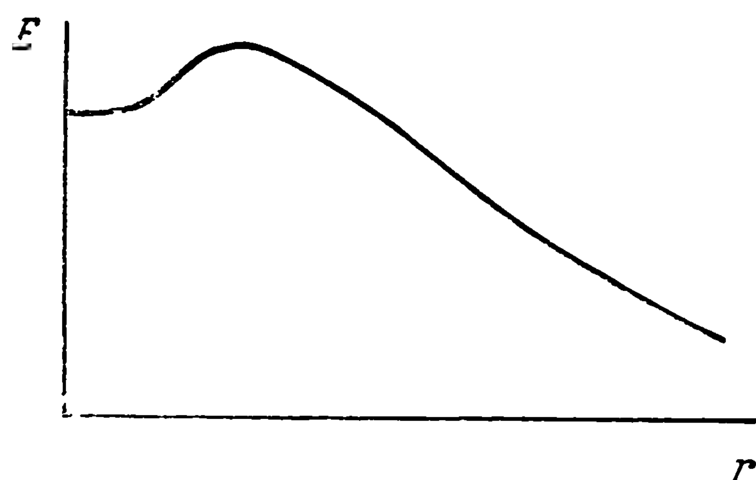


Рис. 72. Барьер, препятствующий делению

Глубина впадины уменьшается с ростом A

Нас далее будет интересовать не столько спонтанное деление, сколько деление под действием нейтронов. Нейтроны могут вызвать деление, передав ядру энергию, складывающуюся из их кинетической энергии и энергии присоединения нейтрона к ядру. Переданная энергия, равная, по крайней мере, ~ 5 или 6 *Мэв* (энергии присоединения нейтрона), может повысить энергию ядра в пределах барьера достаточно сильно, чтобы деление произошло раньше, чем избыток энергии будет унесен γ-излучением. Поскольку для ядер с нечетным числом нейтронов энергия присоединения нейтрона больше, чем для ядер с четным числом нейтронов, то разумно ожидать, что делиться тепловыми нейтронами будут преимущественно ядра с нечетным числом нейтронов. Это так и есть (235 будет делиться тепловыми нейтронами, а 238 — нет).

Из подобных фактов и порогов фотоделения можно заключить, что для урана высота порога деления составляет около 5 *Мэв.*

Следует иметь в виду, что при рассмотрении конкуренции деления с другими процессами недостаточно принимать во внимание только энер-

гию, как делали мы. Для деления, кроме возрастания энергии до границы барьера, необходимо, чтобы энергия сконцентрировалась на нужном (приводящем к делению) виде движения. На это может потребоваться некоторое время, и, следовательно, вместо деления могут произойти конкурирующие процессы. Количество видов движения (т. е. число бесполезных, не приводящих к делению видов) растет с ростом энергии возбуждения. Поэтому очень вероятно, что реакция фотоделения (γ-лучами с энергией ~ 100 *Мэв*) более легких ядер не наблюдалась потому, что энергия не успевает сконцентрироваться на должном виде движения, а теряется иным, отличным от деления путем.

3. Продукты деления

Кроме осколков деления, можно изучать нейтроны, β-частицы, γ-лучи и быстрые α-частицы, следующие за делением или сопровождающие его.

Интересную проблему представляют атомные веса осколков деления. Распределение осколков деления в зависимости от атомного веса показано на рис. 73. В средней точке (если U^{235} делится нейтроном и в процессе деления испускается два нейтрона, то, в предположении деления на две равные части, $A = 117$) наблюдаемые выходы очень малы. Экспериментальная кривая показывает, что деление происходит очень несимметричным образом. Теоретически это явление пока что не объяснено.

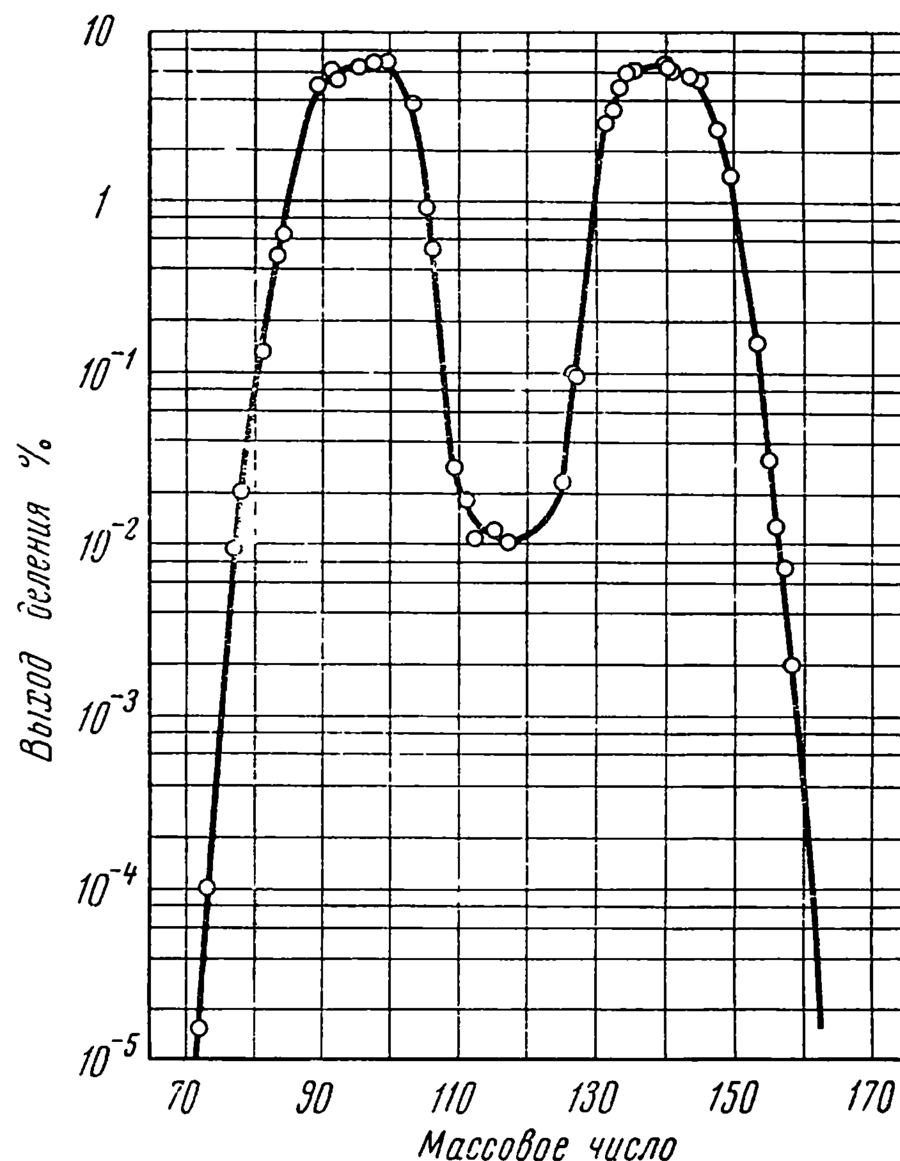


Рис. 73. Выходы продуктов деления с различными массовыми числами

Что касается нейтронов деления, то различают мгновенные и запаздывающие нейтроны. «Мгновенные» означает, что нейтроны покидают образовавшийся осколок деления за интервал времени, недоступный для измерения. Как можно оценить, это время составляет около 10^{-15} *сек.* Рассмотрим еще раз процесс деления в капельной модели (рис. 74). Получающиеся осколки не имеют сферической формы. Следовательно, будет велика вибрационная энергия, связанная с колебаниями осколка около равновесной (сферической) формы. Этой энергии возбуждения может оказаться достаточно для испарения

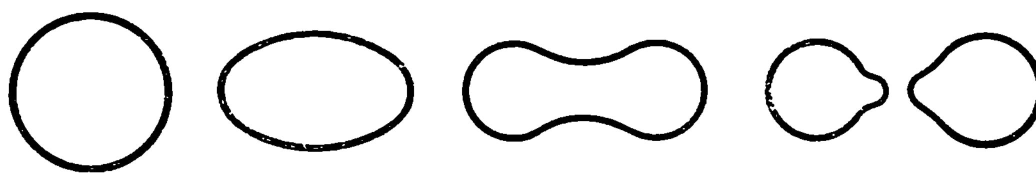


Рис. 74. Деление в модели жидкой капли

нейтрона, особенно если учесть, что энергии связи нейтрона в осколках деления малы благодаря избытку нейтронов. Предположим, например, что при делении U^{235} нейтронами образуются два осколка с $A = 118$ и $Z = 46$. Используя формулу $M(A, Z)$ (стр. 299), можно вычислить энергии связи для различных ядер с $A = 118$.

Z	44	45	46	47	48	49	50
Энергия связи	2,5	6,8	3,6	7,8	4,7	9,0	5,8

(где $Z = 50$ есть стабильное значение Z при $A = 118$). Итак, нейтроны в осколках деления могут быть связаны слабо. Если же испускание нейтронов энергетически возможно, то оно с большой вероятностью происходит, поскольку для нейтронов барьер отсутствует. Результаты экспериментов говорят о том, что осколкам деления на самом деле присуща значительная энергия возбуждения. Так, например, в случае U^{235} испускается от одного до трех нейтронов на деление.

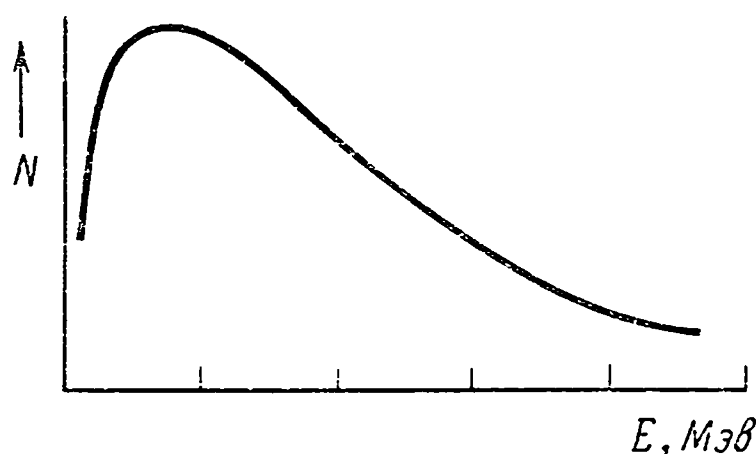


Рис. 75. Энергетический спектр нейтронов деления

По оси ординат отложено число нейтронов в единичном интервале энергий

Энергетическое распределение нейтронов, испускаемых при делении, приведено на рис. 75. В системе центра тяжести нейтрона и осколка деления оно должно быть распределением максвелловского типа с «температурой», соответствующей возбуждению осколка. Чтобы получить теоретическую кривую для распределения в лабораторной системе координат, следует учесть движение осколка деления и зависимость вероятности испускания нейтрона от энергии.

Домашнее задание. Найдите кривую энергетического распределения нейтронов деления, предполагая скорость осколка деления равной V, а энергетическое распределение в системе ц. т.— максвелловским. Предположите также, что вероятность испускания нейтронов пропорциональна их скорости.

При делении некоторое количество (~1%) нейтронов испускается с задержкой. Для объяснения испускания запаздывающих нейтронов рассмотрим осколок A, который при β-распаде превращается в ядро B (рис. 76). Этот распад обычно идет на основное состояние ядра B, но иногда может образоваться ядро B* с энергией возбуждения, большей энергии связи нейтрона. В таком случае очень вероятным становится испускание нейтрона. Эти нейтроны будут испущены практически сразу после β-распада, так что им будут присущи времена жизни, соответствующие периодам распада ядра A на возбужденное состояние ядра B*.

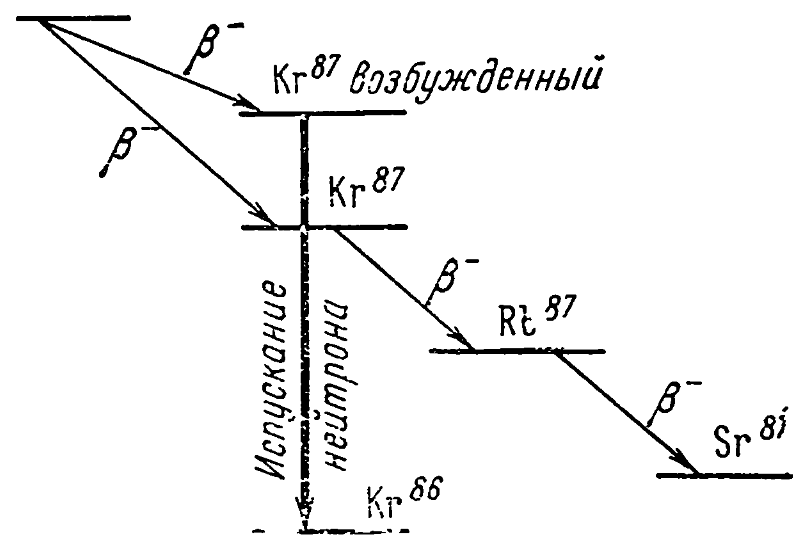


Рис. 76. К объяснению испускания запаздывающих нейтронов

$T_{1/2}$, *сек*	Запаздывающих нейтронов на один мгновенный
55,6	0,00021
22,0	0,00139
4,51	0,00178
1,53	0,00201
0,42	0,00071
	Всего 0,006

Приведены периоды полураспада запаздывающих нейтронов и их выходы (справа). Первые два периода установлены довольно надежно. Короткие периоды пока что не подтверждены окончательно.

4. Сечения деления и конкурирующих процессов для тяжелых изотопов

Исследованные до сего времени сечения захвата и деления для изотопов урана и плутония обнаруживают довольно сложную зависимость от энергии. Для некоторых изотопов сечение процесса (n, f) уменьшается с энергией нейтронов, тогда как для других — возрастает. В некоторых изотопах имеется порог для процесса (n, f), в то время как для других изотопов сечение (n, f) при малых энергиях следует закону $1/v$. В изотопах типа U^{238} при малых энергиях обнаруживаются четко выраженные захватные резонансы. Резонансы становятся менее заметны при больших энергиях, где проявляется тенденция к размазыванию.

Часть II

(Рассекречено в 1962 г.)

СОДЕРЖАНИЕ

VIII. Деление ядер (продолжение) 308

5. Сечения процессов поглощения в делящихся материалах

IX. Ядерные реакторы 309

1. Конструкция котла, использующего цепную реакцию.— 2. Захват во в.мя замедления.— 3. Вычисление k для сферических блоков в кубической решетке.— 4. Связь между коэффициентом размножения и критическим размером котла.— 5. Уравнение временно́й зависимости котла при учете только мгновенных нейтронов.— 6. Влияние запаздывающих нейтронов.— 7. Управление котлом.— 8. Поглотители в котле — 9. Энергия, вырабатываемая котлом.— 10. Защита котла.— 11. Другие типы котлов.

X. Цепные реакции на быстрых нейтронах 330

Глава VIII

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР (продолжение)

5. Сечения процессов поглощения в делящихся материалах

Для Pu^{239} сечения на тепловых (0,025 *эв*) нейтронах составляют $\sigma_f = 705$ *барн*, $\sigma\ (n, \gamma) = 345$ *барн*, что дает полное сечение 1050 *барн*. Изменение сечения деления в зависимости от энергии иллюстрируется приводимой ниже таблицей. Сечение захвата становится относительно менее существенным. Это благоприятствует размножению.

эв	σ_f	*эв*	σ_f
0,025 (тепловые)	705	10^4	3
от 0,1 до 0,2	$1/v$	10^5	2
0,3	6000 (резонанс)	$3\cdot10^5$	1,96

Глава IX

ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

1. Конструкция котла, использующего цепную реакцию

Вернемся к урану. Нанесем на один график сечения деления σ_f и захвата σ_c для U^{235} и U^{238} (рис. 77). Поскольку в естественном уране на U^{235} приходится только 1/140 часть, то будем наносить значения $\sigma/140$ для U^{235} и $(139/140)\,\sigma$ для U^{238}.

Сечение на естественном уране должно быть суммой нанесенных таким образом сечений, как ориентировочно показано на рис. 78. Видно, что ниже 0,1 *эв* и выше 1,4 *Мэв* величина $\sigma_f > \sigma_c$, тогда как в промежуточной области сечение захвата больше σ_f. Отсюда можно заключить, что если бы удалось получить цепную реакцию в естественном уране, то она могла бы поддерживаться нейтронами с энергиями выше 1,4 *Мэв* либо нейтронами околотепловых энергий.

Рассмотрим сначала область больших энергий. Как мы увидим, осуществить цепную реакцию оказывается невозможно из-за большой величины сечения неупругого рассеяния. Посмотрим, что, по всей вероятности, случится, если где-нибудь в середине большой массы естественного урана произойдет деление. При делении появятся в среднем 2,5 нейтрона. Итак,

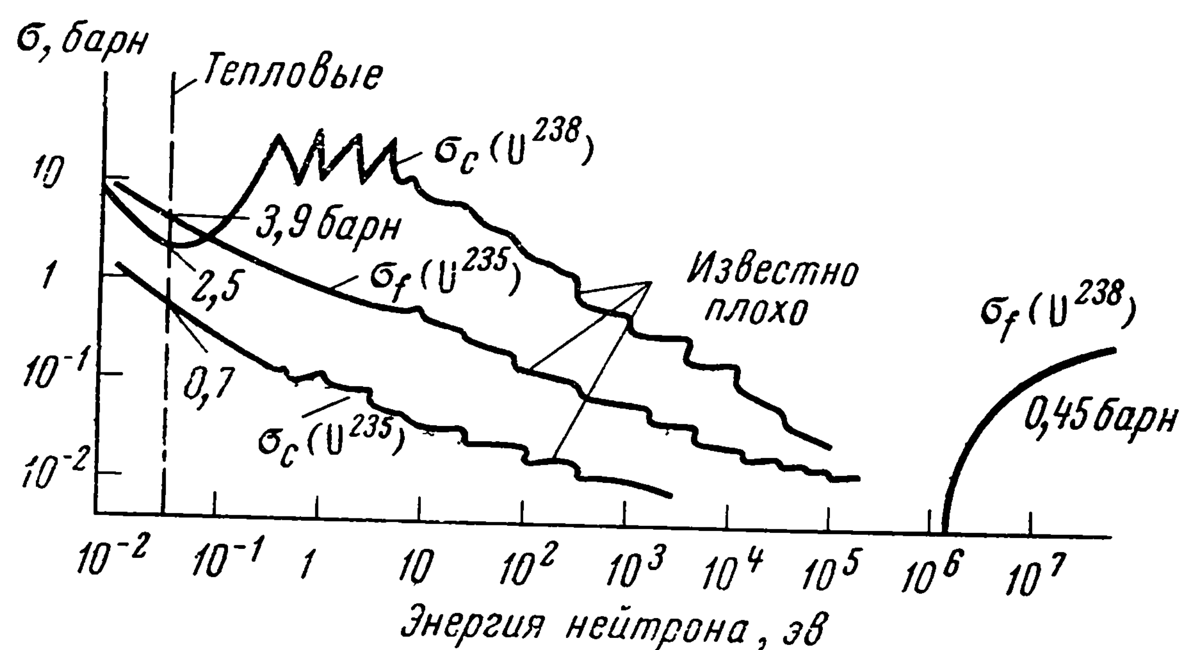


Рис. 77. Сечения на разделенных изотопах урана

Пунктиром указана энергия тепловых нейтронов

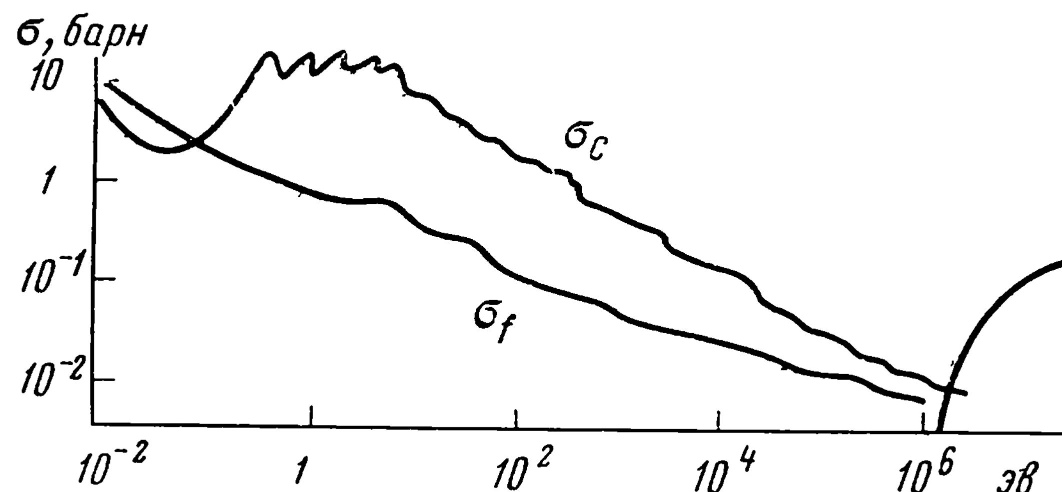


Рис. 78. Сечения на естественном уране

вначале мы располагаем 2,5 нейтронами. Энергетический спектр нейтронов деления таков, что один из них можно принять образующимся с энергией ниже эффективного порога деления U^{233} (1,5 *Мэв*). Остается 1,5 нейтрона с энергией выше 1,5 *Мэв*. Нейтрон малой энергии, скорее всего, будет поглощен, поскольку при этих энергиях велико сечение захвата. Вероятность того, что он вызовет деление, равна в действительности всего лишь 0,05. Если бы не было неупругого рассеяния, то оставшиеся 1,5 нейтрона могли бы вызвать цепную реакцию, так как для них вероятность произвести деление примерно в четыре раза больше вероятности поглощения. (Иначе говоря, 1,2 из 1,5 быстрых нейтронов приводили бы к новым делениям, и было бы выполнено необходимое условие цепного характера реакции — приходящееся на акт деления число нейтронов, вызывающих новые деления, должно быть больше единицы.) Но существует неупругое рассеяние быстрых нейтронов, и сечение рассеяния σ_s (при котором энергия становится ниже порога деления 28[7]) составляет около 2,3*барн*. Так как σ_f равно всего лишь 0,4 (и $\sigma_c = 0{,}1$), то только 4/23 (около 0,2) из 1,5 быстрых нейтронов вызовут деление. Следовательно, самоподдерживающаяся цепная реакция на быстрых нейтронах невозможна.

Рассмотрим теперь тепловую область. Для нейтронов с энергией 0,025 *эв* $\sigma_f = 3{,}9$ и $\sigma_c = 3{,}2$ *барн*, так что полное сечение равно 7,1 *барн*. Все сечения меняются, как $1/v$, и поэтому во всей области их относительные значения практически одинаковы. Если же те 2,5 нейтрона, которые образуются при делении, удастся замедлить до тепловых скоростей, не дав им поглотиться, то можно ожидать, что 2,5 нейтрона дадут $(3{,}9/7{,}1)2{,}5 = 1{,}37$ (в действительности считают, что более точное значение $= 1{,}32$) новых делений. Цепная реакция будет возможна. Итак, задача состоит в том, чтобы уменьшить энергии нейтронов деления до тепловых прежде, чем нейтроны будут поглощены. Решая ее, мы, скорее всего, пришли бы к такой идее: смешать уран с веществом, которое не поглощает нейтроны; при этом распределить уран настолько тонким слоем, чтобы существовала достаточная вероятность замедления до тепловых энергий (без поглощения в U) требуемого количества нейтронов деления, т. е. чтобы поддерживалась цепная реакция.

В качестве замедляющего вещества можно, казалось бы, использовать He^4, так как считается, что He^5 не существует. Однако такой замедлитель оказывается очень непрактичным: средняя длина свободного пробега в нем велика, и поэтому потребуется сооружение объемом около кубической мили. Можно было бы подумать об использовании жидкого гелия в таком котле. Это также вряд ли осуществимо. Но можно отметить следующее: если удастся увеличить плотность котла в f раз (как при сжижении гелия), то линейные размеры котла могут быть в f раз уменьшены, а он будет работать совершенно так же, как раньше (в связи с тем, что отношение среднего свободного пробега к размерам котла остается прежним). В итоге объем уменьшается в f^3 раз, а масса в f^2 раз.

---

[7] См. примечание на стр. 204.— *Ред.*

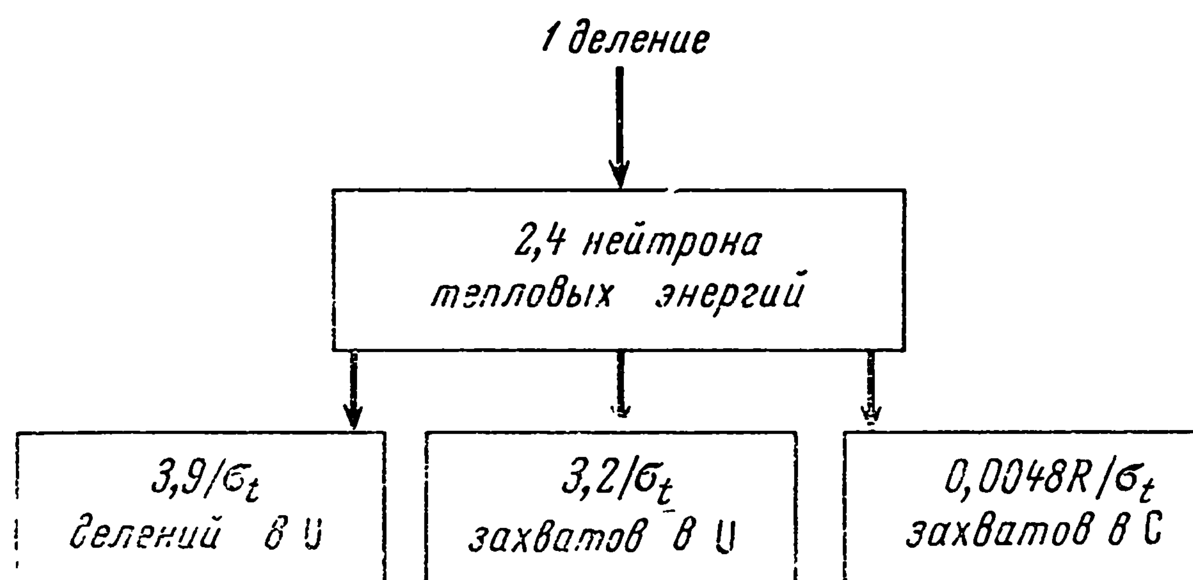


Рис. 79

В действительности мы вынуждены использовать вещества, которые все-таки поглощают нейтроны, хотя бы и не очень сильно. Цепные реакции были получены с использованием графита и тяжелой воды. Возможно, что удачными замедлителями окажутся Be или даже H_2O.

Рассмотрим графитовый котел. Пусть он настолько велик, что можно пренебречь утечкой с поверхности. Предположим, что U равномерно распределен по котлу. Для графита при тепловых энергиях $\sigma_s = 4{,}8$ *барн*, $\sigma_c = 0{,}0048$ *барн*. Чему равно максимальное значение отношения, R, числа атомов углерода к числу атомов урана, при котором еще идет цепная реакция? Это ограничение появляется вследствие поглощения в углероде при тепловых энергиях. Примем $\nu = 2{,}4$. Примем далее (чтобы получить верхний предел R), что во время замедления до тепловых энергий не происходит поглощения. Из рис. 79 видно, что условием работы котла является

$$(3{,}9/\sigma_t)\cdot 2{,}4 > 1,$$

где σ_t — полное сечение процессов поглощения при тепловых энергиях ($\sigma_t = 3{,}9 + 3{,}2 + 0{,}0048\ R$). Отсюда получаем $0{,}0048R < 2{,}26$, т. е. R должно быть меньше 470 или, выражая R через веса: отношение веса графита к весу урана должно быть меньше 25. И потери при замедлении, и неоднородность распределения U в действительных котлах (приводящая к увеличению плотности нейтронов в графите вдали от U, поглощающего нейтроны) уменьшают эту верхнюю границу R. Для R существует и нижний предел, поскольку, как мы видели, не может быть работающего котла без замедлителя. Этот нижний предел должен быть меньше верхнего, если мы хотим, чтобы вся эта идея была осуществима.

2. Захват во время замедления

До сих пор мы пренебрегали этим эффектом. Предположим, что плотность замедления q постоянна. Это означает, что $q\ (x,\ y,\ z,\ E)$, т. е. число нейтронов в 1 $см^3$, энергия которых за единицу времени изменяется со

значений выше E до значений ниже E, не зависит, во-первых, от положения и, во-вторых, от E. Физически условия реализации такого q соответствуют равномерной среде с равномерно распределенным постоянным источником. Как мы видели, скорость смещения нейтрона к началу координат по оси ε, т. е. $\ln E$, равна $\xi v(\varepsilon)/\lambda$, где $\xi = \overline{\ln (E_i/E_j)}$. Следовательно, $q = n(\varepsilon)\xi v(\varepsilon)/\lambda(\varepsilon)$. Отсюда число нейтронов в 1 *см*³ в логарифмическом интервале энергий

$$n(\varepsilon)\,d\varepsilon = q\frac{\lambda}{\xi}\frac{1}{v}\frac{dE}{E}.$$

Рассмотрим теперь атом U в котле. Сколько нейтронов такого энергетического интервала будет поглощено им за единицу времени? Это число равно $n(\varepsilon)\,d\varepsilon\, v\sigma(\varepsilon)$, а полное число нейтронов, поглощаемых одним атомом за единицу времени, будет, следовательно, так выражаться через E:

$$\frac{q\lambda}{\xi}\int \sigma(E)\frac{dE}{E}.$$

Верхний предел интегрирования не нуждается в тщательном выборе, поскольку с ростом E подынтегральное выражение быстро уменьшается. Нижний предел обычно берется равным краю поглощения Cd, т. е. приблизительно 0,3 *эв*. При этих условиях величина интеграла (опуская множитель $q\lambda/\xi$) для U составляет 240 *барн* (экспериментальное значение).

Так как в единице объема образуется q нейтронов за единицу времени, а каждый атом поглощает в единицу времени $\frac{q\lambda}{\xi}\int\limits_{0,3}\sigma\frac{dE}{E}$ нейтронов, то отдельному атому можно приписать «поглощающий объем» $\frac{\lambda}{\xi}\int\sigma\frac{dE}{E}$ (заметим, что эта величина имеет размерность объема). Можно сказать, что каждый атом захватит все нейтроны, которые появятся в окружающем его объеме поглощения. Этот объем для U равен $4\cdot 10^{-21}$ *см*³, что, как и следовало ожидать, гораздо больше размера ядра U (10^{-35} *см*³).

Полное число нейтронов, поглощаемых в котле за единицу времени в 1 *см*³, будет равно $q\cdot 4\cdot 10^{-21}\times$ (число атомов U в 1 *см*³). Пусть в 1 *см*³ содержится $1{,}6\cdot 10^{20}$ атомов U и $8\cdot 10^{22}$ атомов C (мы взяли здесь $R = 500$). Тогда в 1 *см*³ за 1 *сек* будет поглощаться 0,64 q нейтронов, т. е. 64%.

Однако такая оценка сильно преувеличена. Это вытекает из существования резких резонансов в сечении поглощения. Поглощение n атомов не равно увеличенному в n раз поглощению одного атома. Атомы поглощают нейтроны, так сказать, друг у друга и «мешают» друг другу. Это можно пояснить несколько иным образом. Спектр нейтронов в котле отличается от спектра, который был бы при плавно меняющихся сечениях. В нем появляются провалы при резонансных энергиях, так как нейтроны этих энергий быстро поглощаются. В результате ядра U получают сравнительно немного «съедобных» нейтронов.

Для того чтобы уменьшить поглощение при замедлении, следует не размазывать U по котлу, а расположить его крупными кусками, блоками. Тогда внутри блока не будет замедлителя, который приводил бы к сглаживанию нейтронного спектра, постоянно добавляя нейтроны в резонансные области. Ядра на поверхности блока быстро поглотят все падающие резонансные нейтроны и не пропустят их к ядрам внутри блока. Но как скажется блочное расположение на поглощении тепловых нейтронов в уране и углероде? Поглощение в углероде за 1 *сек* в 1 *см*³ будет:

$$n_C \sigma_C N_C v,$$

где n_C — плотность тепловых нейтронов в углероде, σ_C и N_C — соответственно сечение и число атомов углерода в 1 *см*³. Для урана поглощение в 1 *см*³ за 1 *сек* есть

$$n_U \sigma_U N_U v.$$

Величина n_C больше n_U, так как уран действует как ловушка для нейтронов. Следовательно, с точки зрения использования тепловых нейтронов, для деления блочное расположение нежелательно.

Этот и предыдущий выводы можно рассмотреть количественно и получить оптимальный размер блоков, так как с точки зрения поглощения во время замедления выгодно увеличивать размер блоков, а с точки зрения использования тепловых нейтронов для деления — уменьшать его.

Для *однородной* смеси урана и углерода было экспериментально найдено, что соотношение

$$\left(\int \sigma \frac{dE}{E}\right)_{\text{эфф}} = 2{,}95\,(\sigma_s)^{0{,}47}$$

справедливо до значений «сечения рассеяния» (σ_s) около 1600. Здесь (σ_s) равно сумме сечений рассеяния одного атома урана и того числа атомов замедлителя, которое приходится на атом урана. При простом суммировании атомных поглощений, как мы видели, величина $\int \sigma \frac{dE}{E}$ равна 250 *барн*. Если же подставить известные сечения рассеяния урана и углерода в эмпирическую формулу, то мы получим приблизительно 124 *барн*. Таким образом, даже для однородного распределения эффект «самопоглощения» дает множитель порядка двойки.

При блочном расположении урана расхождение еще увеличилось бы. «Поглощающий объем» атома урана в углероде, как было найдено эмпирически, составляет

$$0{,}385 \cdot (\text{Масса U в } г) + 1{,}03 \cdot (\text{Площадь поверхности U в } см^2).$$

Можно ли построить котел с равномерным распределением урана в графите? Для ответа на этот вопрос вычислим коэффициент размножения. Возьмем C/U = 200; $\nu = 2{,}4$. Используя значения σ_s для углерода около 4,8 *барн*, а для урана около 10 *барн*, находим эмпирическое

значение:

$$\int \sigma \frac{dE}{E} = 75.$$

Тогда полное поглощение в 1 *см*^{3} при замедлении (предполагая, что плотность С около 1,6 *г/см*^{3}) равно

$$q \cdot \frac{2{,}6}{0{,}158} \cdot 75 \cdot 10^{-24} \cdot 4 \cdot 10^{20} \cong 0{,}5q.$$

Это означает, что около 50% нейтронов будет поглощено во время замедления, т. е. тепловых энергий достигнут 1,2 нейтрона на деление. Сечения захвата составляют для углерода около 0,0048 *барн*, а для урана — 7,1 *барн*. Так как на атом урана приходится 200 атомов углерода, то в уране поглотится

$$\frac{7{,}1}{200 \cdot 0{,}0048 + 7{,}1} \cdot 1{,}2 = 1{,}06$$

нейтрона. И, поскольку 3,9/7,1 поглощений в уране ведут к делению, получаем окончательно

$$1{,}06 \cdot \frac{3{,}9}{7{,}1} = 0{,}58.$$

Котел работать не будет. Можно показать, что ни при каком равномерном распределении (ни при каком значении C/U) нельзя получить цепную реакцию.

Можно сконструировать негомогенный котел. Для этого используется много структур, например кубическая решетка из сферических блоков или цилиндрическая геометрия.

3. Вычисление k для сферических блоков в кубической решетке

Начнем с одного нейтрона в сфере. Из нее выйдет $1 + \varepsilon$ нейтронов, так как есть вероятность, хотя и небольшая, что первоначальный нейтрон деления, еще оставаясь быстрым, вызовет деление. Пусть вероятность резонансного поглощения нейтрона во время замедления равна f_r. Тогда $(1 + \varepsilon)(1 - f_r)$ нейтронов достигнет тепловых энергий. Обозначим вероятность захвата теплового нейтрона урана через f_t. Тогда $f_t(1 + \varepsilon)(1 - f_r)$ нейтронов будет поглощено ураном. Чтобы найти, сколько нейтронов образуется в среднем при таком поглощении, надо умножить предыдущее число на η, равное произведению

$$\begin{pmatrix} \text{Вероятность деления при} \\ \text{поглощении теплового} \\ \text{нейтрона} \\ [3{,}9/7{,}1 \text{ для урана}] \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \nu\text{, число нейтронов,} \\ \text{испускаемых на один акт} \\ \text{деления} \\ [2{,}4 \text{ для урана}] \end{pmatrix}.$$

Итак, $\eta = 1{,}32$, а коэффициент размножения

$$k = \eta f_t (1 - f_r)(1 + \varepsilon).$$

Посмотрим теперь, как можно вычислить множители f_t, $1 - f_r$ и $1 + \varepsilon$. Сначала оценим величину $1 + \varepsilon$. Длина пути, проходимого нейтроном в сферическом блоке, приблизительно равна радиусу блока. Предположим, что только в 60% случаев первоначальный нейтрон деления будет иметь энергию больше 1,4 *Мэв* — значения, принимаемого за порог деления 28[8]. Далее, $\sigma_f = 0{,}45$ *барн* и $\lambda_f = 50$ *см*. Тогда первоначальный нейтрон дает при быстром делении

$$0{,}6\,(R/\lambda)\,(\nu - 1)$$

новых нейтронов. Последний множитель есть полезное число нейтронов на деление, равное 1,4. Таким образом, по порядку величины

$$1 + \varepsilon = \frac{R}{\lambda}(\nu - 1).$$

В действительности $1 + \varepsilon$ можно вычислить несколько более тонкими методами, дающими более точные результаты.

Вычислим теперь $(1 - f_r)$. Мы видели, что эмпирический объем поглощения блока урана равен

$$V_r = 0{,}385\,M\,(\text{г}) + 1{,}03\,S\,(\text{см}^2).$$

В блоке за 1 *сек* поглощается qV_r нейтронов и qV_c нейтронов образуется. Здесь V_c — объем ячейки решетки. Тогда $f_r = V_r/V_c$. Фактически же, как показывают более точные вычисления, $f_r = 1 - e^{-V_r/V_c}$, но результаты, полученные по этой и по более простой формулам, различаются не сильно.

Теперь остается показать, как вычисляется f_t. Если решетка бесконечна, то в любой плоскости симметрии градиент плотности нейтронов, в том числе и для тепловых нейтронов, должен стремиться к нулю. Все границы ячейки являются плоскостями симметрии, и мы приходим к проблеме нахождения значения на границах. В действительности кубическая ячейка заменяется при вычислениях на сферическую и находится n, плотность тепловых нейтронов, в зависимости от положения внутри ячейки. Затем можно вычислить поглощение тепловых нейтронов ураном в единицу времени. Таким способом получается

$$f_t = \frac{3\alpha^2\,[(1-\alpha)(1+\beta)\,e^{-(\beta-\alpha)} - (1+\alpha)(1-\beta)\,e^{\beta-\alpha}]}{(\alpha^3 - \beta^3)\,[(\alpha + s - s\alpha)(1+\beta)\,e^{-(\beta-\alpha)} - (\alpha + s + s\alpha)(1-\beta)\,e^{\beta-\alpha}]},$$

где α = (Радиус блока)/(Длина диффузии в углероде),

---

[8] См. примечание на стр. 204. — *Ред.*

β = (Радиус ячейки)/(Длина диффузии в углероде),

$$s = \frac{1+\gamma}{1-\gamma}\frac{1}{\sqrt{N}}, \qquad N = \frac{\sigma_t}{\sigma_c} (\sim 1100 \text{ для углерода}),$$

γ = альбедо (снаружи),

$$\frac{1-\gamma}{1+\gamma} = \frac{\sqrt{3}l_i}{\lambda_i N_i}\left\{\frac{e^{2R/l_i}-1}{e^{2R/l_i}+1} - \frac{l_i}{R}\right\} \qquad l_i = \text{длина диффузии}, \quad N_i = \sigma_t/\sigma_c,$$

$$\text{для U}: l_i = \frac{24}{\rho}, \quad \lambda_i = \frac{21{,}1}{\rho}, \quad N_i = 2{,}71 \qquad (\rho \text{ — плотность}).$$

Так вычисляются четыре множителя, входящие в k. Их значения для типичной решетки могут быть примерно такими: $\eta = 1{,}32$; $f_t = 0{,}88$; $f_r = 0{,}12$; $1 + \varepsilon = 1{,}05$. Для такой решетки $k = 1{,}07$. (Наилучшие значения k для уран-графитовой системы достигают 1,10.)

Чтобы получить от промышленного или даже от лабораторного котла интенсивный поток нейтронов, котел заставляют работать на большой мощности. Аргоннский котел (со стороной в 20 футов) может работать не выше чем при 2 *квт*, так как в нем не было предусмотрено охлаждения. Для более мощных котлов необходимо охлаждение. Например, в Клинтонском котле со стержневым расположением урана охлаждающий воздух поступает по каналам, в которых расположены стержни. Мощность этого котла составляет 5000 *квт*. (Выходящий воздух имеет температуру около 100°.) Другие котлы охлаждаются водой, для чего используются алюминиевые чехлы. Смысл всего сказанного состоит в том, что в мощных котлах величина k не может быть удержана около 1,1 вследствие введения в них поглощающих материалов (воздуха, воды, алюминия).

4. Связь между коэффициентом размножения и критическим размером котла

Допустим, что мы вычислили коэффициент размножения k для некоторой решетки и он оказался несколько бо́льшим 1, скажем, 1,05. Если бы решетка была бесконечна, то котел оказался бы закритическим. Насколько большим можно делать котел, чтобы он был еще управляем? Поведение n, плотности тепловых нейтронов в котле, в общих чертах можно изобразить некоторой функцией с максимумом в центре котла и наложенными на нее флуктуациями, обусловленными наличием блоков урана в каждой ячейке решетки. Предположим, что ячеек много и что в дальнейшем можно рассматривать только общую форму n, пренебрегая блоками урана. Уравнение для плотности тепловых нейтронов

$$\frac{\lambda v}{3}\Delta n - \frac{v}{\Lambda} n + q = 0$$

было уже выведено ранее. Следует отметить, что значение Λ, среднего свободного пробега для поглощения, берется промежуточным между Λ графита и Λ урана. Для чистого графита Λ равно 25 *м*, а для обычно встречающихся пропорций графита и урана среднее Λ примерно в 10 раз меньше.

Пусть k — коэффициент размножения для бесконечной решетки. Как мы видели, k является произведением четырех множителей. Это произведение может быть также записано как увеличенное в ηf_t раз число поглощенных в конечном счете тепловых нейтронов, которое приходится на один быстрый нейтрон деления, появляющийся в 1 *см*^{3} за 1 *сек*. Число нейтронов, поглощаемых в 1 *см*^{3} за 1 *сек*, равно $\frac{v}{\Lambda}n$. Тогда число появляющихся быстрых нейтронов равно $\eta f_t \frac{v}{\Lambda} n$. Эффективным числом быстрых нейтронов будет число нейтронов, которые в конце концов станут тепловыми, т. е.

$$\eta f_t \frac{v}{\Lambda} n (1 + \varepsilon)(1 - f_r) = k \frac{vn}{\Lambda}.$$

Обозначим это число эффективных быстрых нейтронов, образующихся в 1 *см*^{3} за 1 *сек*, через q_0. Теперь мы должны решить уравнение возраста $\Delta q = \partial q / \partial \tau$ с граничным условием: $q = q_0$ при $\tau = 0$. Предположим для простоты, что котел имеет форму куба. Поскольку на границе n обращается в нуль (в действительности, как мы знаем, истинным граничным условием является $n = 0$ на расстоянии $0{,}7\,\lambda$ от поверхности; но в нашем случае это расстояние, равное всего нескольким сантиметрам, мало по сравнению с a котла), то представим $n\,(x,\ y,\ z)$ в виде

$$n(x, y, z) = \sum_{ijk} n_{ijk} \sin\left(\frac{i\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{j\pi y}{a}\right) \sin\left(\frac{k\pi z}{a}\right).$$

Возьмем только член n_{111}, т. е. положим

$$n = n' \sin\frac{\pi x}{a} \sin\frac{\pi y}{a} \sin\frac{\pi z}{a}$$

и

$$q = q' \sin\frac{\pi x}{a} \sin\frac{\pi y}{a} \sin\frac{\pi z}{a}.$$

Эти выражения должны удовлетворять уравнениям

$$\frac{\lambda v}{3} \Delta n - \frac{v}{\Lambda} n + q = 0 \qquad \text{(для медленных нейтронов),}$$

$$\Delta q = \frac{\partial q}{\partial \tau} \qquad \text{(замедление эффективного числа быстрых нейтронов)}$$

и, кроме того,

$$\frac{kv}{\Lambda} n = q_0.$$

Подставляя предполагаемые синусоидальные решения, получаем

$$-\frac{\lambda v}{3}\frac{3\pi^2}{a^2}n' - \frac{v}{\Lambda}n' + q' = 0,$$

$$-\frac{3\pi^2}{a^2}q' = \frac{\partial q'}{\partial\tau},$$

$$\frac{kv}{\Lambda}n' = q_0'.$$

Величина q' находится из второго уравнения

$$q' = q_0' e^{-\frac{3\pi^2}{a^2}\tau},$$

или

$$q' = \frac{kv}{\Lambda}n' e^{-\frac{3\pi^2}{a^2}\tau}.$$

Подставив это q' в первое уравнение, найдем условие, накладываемое на параметры котла:

$$n'\left(-\frac{\lambda v}{3}\frac{3\pi^2}{a^2} - \frac{v}{\Lambda} + \frac{kv}{\Lambda}e^{-\frac{3\pi^2}{a^2}\tau}\right) = 0,$$

откуда

$$k = e^{\frac{3\pi^2}{a^2}\tau}\left(1 + \frac{3\pi^2}{a^2}\frac{\lambda\Lambda}{3}\right).$$

Здесь k — коэффициент размножения для бесконечной решетки. Так как уравнение решалось для равновесного котла, то это соотношение указывает размеры котла, который будет находиться в равновесии, если взять k для бесконечной решетки. Это соотношение может быть записано более просто, если разложить экспоненту:

$$k = 1 + \frac{3\pi^2}{a^2}\left(\tau + \frac{\lambda\Lambda}{3}\right).$$

Подставим числовые значения: $\tau = 300\ см^2$, $\frac{\lambda\Lambda}{3} = 350\, см^2$. Тогда $k = 1 + 20\,000/a^2$ или, выражая a в метрах, $k = 1 + 2/a^2$. Поскольку наибольшее значение k для графитового котла равно $\sim 1{,}1$, то минимальное значение a составляет около 4,5. При $k = 1{,}03$ потребовался бы 8-метровый котел. Вообще, $a = \sqrt{2}/\sqrt{k-1}$ или объем $a^3 = [2/(k-1)]^{3/2}$.

Если бы котел имел форму прямоугольного параллелепипеда, то, как можно показать, условие для его размеров имело бы вид

$$k = 1 + \pi^2\left(\frac{i^2}{a^2} + \frac{j^2}{b^2} + \frac{k^2}{c^2}\right)\left(\tau + \frac{\lambda\Lambda}{3}\right),$$

где a, b, c — стороны котла.

Можно показать, что для реальных котлов пренебрежение высшими гармониками справедливо. Если сконструировать котел так, чтобы гармоника 111 была как раз критической, то в общем случае высшая гармоника ijk будет иметь k меньше 1, так что она «вымрет» с течением времени. Можно сказать, что для любой формы котла определяющей является основная гармоника, остающаяся после длительного времени.

5. Уравнение временно́й зависимости котла при учете только мгновенных нейтронов

В предыдущем разделе мы вывели три уравнения, описывающие котел в равновесном состоянии. Обсудим теперь поведение котла во времени. Примем для простоты, что все нейтроны являются мгновенными. Предположим также (это довольно точно), что замедление занимает пренебрежимо малое время по сравнению со временем, в течение которого нейтрон существует как тепловой. Эти времена относятся в действительности примерно как 1 : 100.

Первое уравнение предыдущего раздела при наличии зависимости от времени будет иметь вид

$$\frac{\lambda v}{3}\Delta n - \frac{v}{\Lambda}n + q = \frac{\partial n}{\partial t},$$

а остальные уравнения —

$$\Delta q = \frac{\partial q}{\partial \tau} \quad \text{и} \quad q_0 = \frac{kv}{\Lambda}n$$

остаются без изменений вследствие сделанных предположений, означающих, что q_0 во все моменты времени пропорционально n.

В общем случае, для котла любой формы, задача состоит в решении дифференциального уравнения

$$\Delta\varphi(x, y, z) + \omega\varphi = 0$$

(где ω — собственные значения) при условии $\varphi = 0$ на границе (точнее, вблизи нее).

Для нахождения n, q и q_0 предположим, что зависящие от времени решения выражаются как произведения

$$n = f(t)\varphi(x, y, z),$$
$$q = g(t, \tau)\varphi(x, y, z),$$
$$q_0 = g_0(t)\varphi(x, \quad).$$

Уравнение возраста принимает вид

$$\Delta q = g(t, \tau)\Delta\varphi = -\omega g(t, \tau)\varphi = \frac{\partial q}{\partial \tau} = \varphi\frac{\partial g}{\partial \tau},$$

или

$$\frac{\partial g}{\partial \tau} = -\omega g,$$

откуда $g = g_0 e^{-\omega\tau}$. Используя связь между q_0 и n, получаем

$$g_0 = \frac{kv}{\Lambda} f(t)$$

и

$$g = \frac{kv}{\Lambda} f(t) e^{-\omega\tau},$$

откуда

$$q = \frac{kv}{\Lambda} f(t)\varphi(x, y, z) e^{-\omega\tau}.$$

Теперь найдем решение для n. Подставив n и q в первое уравнение, найдем

$$-\frac{\lambda v}{3}\omega n - \frac{v}{\Lambda} n + \frac{kv}{\Lambda} e^{-\omega\tau} n = \frac{\partial n}{\partial t}.$$

Решение его будет иметь вид

$$n = n(0) e^{t\left[\frac{kv}{\Lambda} e^{-\omega\tau} - \frac{v}{\Lambda} - \frac{\lambda v}{3}\omega\right]}.$$

В показателе стоит убывающая функция от ω. Напомним, что ω — постоянная, обозначающая гармонику соответствующего стационарного решения. Поскольку система уравнений линейна, временна́я зависимость различных гармоник имеет вид

$$e^{tF(\omega_1)}, \quad e^{tF(\omega_2)} \ldots$$

А так как $F(\omega)$ уменьшается с возрастанием ω, то с течением времени основная гармоника превзойдет остальные, даже если при $t = 0$ имелось сложное распределение нейтронов, в котором важную роль играли высшие гармоники.

Не зависящее от времени — равновесное — решение получаем при показателе степени, равном нулю:

$$\frac{kv}{\Lambda} e^{-\omega_1\tau} - \frac{v}{\Lambda} - \frac{\lambda v}{3}\omega_1 = 0$$

(для куба $\omega_1 = 3\pi^2/a^2$, для сферы $\omega_1 = \pi^2/R^2$ и т. д.). Это в точности совпадает с полученным на прошлой лекции уравнением для k, определяющим

размеры котла при равновесии:

$$k = \left(1 + \frac{\lambda\Lambda}{3}\omega_1\right)e^{\omega_1\tau},$$

где нужно подставить значение ω_1, задаваемое формой котла.

Записывая ω вместо ω_1, т. е. ω для основной гармоники, представим показатель степени в виде

$$k\frac{v}{\Lambda}e^{-\omega\tau}\left[1 - \left(1 + \frac{\lambda\Lambda}{3}\omega\right)\frac{e^{\omega\tau}}{k}\right].$$

Если бы коэффициент размножения был равен $k_0 = \left(1 + \frac{\lambda\Lambda}{3}\omega\right)e^{\omega\tau}$, то котел был бы как раз в критическом состоянии. Показатель степени может быть записан так

$$k\frac{v}{\Lambda}e^{-\omega\tau}\left(1 - \frac{k_0}{k}\right),$$

т. е. временна́я зависимость имеет вид

$$\exp\left[\frac{v}{\Lambda}(k - k_0)\,te^{-\omega\tau}\right],$$

откуда видно, что k_0 есть именно то, за что мы его принимаем — коэффициент размножения, соответствующий равновесию. Запишем теперь

$$\frac{n(t)}{n(0)} = e^{\frac{v}{\Lambda}(k-k_0)\,t} = e^{\frac{t}{T}}$$

(отбрасывая $e^{-\omega\tau}$, так как оно близко к 1). Здесь $T = \frac{\Lambda/v}{k - k_0}$ есть период котла, который можно выразить и так

$$T = \frac{\text{время жизни нейтрона}}{k - k_0}.$$

6. Влияние запаздывающих нейтронов

Рассмотрим уравнения предыдущего раздела, не пренебрегая теперь запаздывающими нейтронами. Первые два уравнения

$$\frac{\lambda v}{3}\Delta n - \frac{v}{\Lambda}n + q = \frac{\partial n}{\partial t},$$

$$\Delta q = \frac{\partial q}{\partial \tau},$$

остаются без изменений, а третье должно измениться. Если нейтрон поглотился в момент времени $t = 0$, то 99% нейтронов деления появляются

немедленно, а 1% — позже. В любой момент времени около 99% производимых нейтронов являются мгновенными, а около 1% — запаздывающими нейтронами от предыдущих актов деления. Если p — доля запаздывающих нейтронов, то число нейтронов, образующихся за единицу времени в равновесном котле, равно

$$q_0 = \underbrace{\frac{kv}{\Lambda}(1-p)\,n}_{\text{Мгновенные нейтроны}} + \underbrace{p\,\frac{kv}{\Lambda}\,n}_{\text{Запаздывающие нейтроны от предыдущих делений}} = \text{тому же числу, как если бы все нейтроны были мгновенными.}$$

Если котел неравновесный, то n в этих членах различно, и надо знать распределение запаздываний по времени. Доля запаздывающих нейтронов, испускаемых в момент времени t, равна

$$\sum_i \frac{p_i}{\vartheta_i}\, e^{-t'/\vartheta_i},$$

где ϑ_i — периоды запаздывающих нейтронов.

Если мы, выбрав момент времени t, обратимся к предшествующему моменту $t - t'$, то увидим, что тогда за интервал dt' произошло $k\,(v/\Lambda) \times \times n(t-t')\,dt'$ поглощений. В момент времени t от этих поглощений появится

$$\frac{kv}{\Lambda}\, n\,(t-t')\,dt' \sum_i \frac{p_i}{\vartheta_i}\, e^{-t'/\vartheta_i}$$

запаздывающих нейтронов. Следовательно,

$$q_0 = \underbrace{\frac{kv}{\Lambda}\, n\,(t)\,(1-p)}_{\uparrow\ \text{Мгновенные}} + \underbrace{\frac{kv}{\Lambda}\int\limits_0^\infty n\,(t-t')\,dt' \sum_i \frac{p_i}{\vartheta_i}\, e^{-t'/\vartheta_i}}_{\uparrow\ \text{Запаздывающие}}.$$

Таково уравнение, которое надо использовать вместо третьего уравнения предыдущего раздела, если мы хотим учесть влияние запаздывающих нейтронов.

Как и раньше, будем искать решение в виде

$$n = c\varphi\,(x, y, z)\, e^{t/T}.$$

Подставляя его в уравнение для q_0, получаем

$$q_0 = \frac{kv}{\Lambda}(1-p)\,n + \frac{kv}{\Lambda}\, c\varphi e^{t/T} \int\limits_0^\infty e^{-t'/T} dt' \sum_i \frac{p_i}{\vartheta_i}\, e^{-t'/\vartheta_i},$$

т. е

$$q_0 = \frac{kv}{\Lambda} n(t) \left[(1-p) + \sum_i \frac{p_i}{\dfrac{\vartheta_i}{T}+1} \right] \equiv An.$$

Аналогично предыдущему найдем, что

$$q = q_0 e^{-\omega\tau} = Ane^{-\omega\tau},$$

а из уравнения для n получим

$$-\frac{\lambda v}{3}\omega n - \frac{v}{\Lambda} n + Ane^{-\omega\tau} = \frac{n}{T},$$

откуда

$$T = \left[-\frac{\lambda v}{3}\omega - \frac{v}{\Lambda} + \frac{kv}{\Lambda}\left(1 - p + \sum_i \frac{p_i}{\vartheta_i/T+1}\right) e^{-\omega\tau} \right]^{-1}.$$

Домашнее задание. Вычислите размеры равновесного цилиндрического котла (произвольных относительных размеров) при данном k.

Выражение для T можно переписать в виде

$$T = \left[-\frac{\lambda v}{3}\omega - \frac{v}{\Lambda} + e^{-\omega\tau}\left(1 - \sum_i \frac{p_i\vartheta_i}{\vartheta_i+T}\right)\frac{kv}{\Lambda} \right]^{-1}$$

и найти отсюда k в зависимости от периода T:

$$k = \frac{e^{\omega\tau}\left[\dfrac{\Lambda}{v}\cdot\dfrac{1}{T} + 1 + \dfrac{\lambda\Lambda}{3}\omega\right]}{1 - \sum_i \dfrac{p_i\vartheta_i}{\vartheta_i+T}}.$$

Так как $\left(1 + \frac{\lambda\Lambda}{3}\omega\right)e^{\omega\tau} = k_0$, т. е. значению k, необходимому для поддержания котла в равновесии, то

$$k = \frac{k_0 + \dfrac{\Lambda}{vT}e^{\omega\tau}}{1 - \sum \dfrac{p_i\vartheta_i}{\vartheta_i+T}}.$$

Когда T становится бесконечным (равновесный котел), то $k = k_0$.

Так как второй член в знаменателе мал, можно с достаточной точностью положить

$$k = \left(k_0 + \frac{\Lambda e^{\omega\tau}}{vT}\right)\left(1 + \sum_i \frac{p_i\vartheta_i}{\vartheta_i+T}\right).$$

Поскольку $\Lambda \simeq 300$ *см*, $v \simeq 2\cdot 10^5$, $T \simeq 1$ *сек*, то второй член в первой скобке мал по сравнению с k_0, близким к 1. Поэтому, раскрывая скобки,

$$k = k_0\left(1 + \frac{\Lambda e^{\omega\tau}}{vk_0T} + \sum_i \frac{p_i\vartheta_i}{\vartheta_i + T}\right).$$

Относительный избыток реактивности $(k - k_0)/k_0$ будет тогда равен

$$\frac{k - k_0}{k_0} = \frac{\vartheta_0}{T} + \sum_i \frac{p_i\vartheta_i}{\vartheta_i + T}, \qquad \text{где} \quad \vartheta_0 = \frac{\Lambda e^{\omega\tau}}{vk_0}.$$

Величина ϑ_0 приблизительно равна Λ/v (так как $e^{\omega\tau}$ и k_0 близки к 1), т. е. времени жизни нейтрона. Для больших T

$$\frac{k - k_0}{k_0} = \frac{\vartheta_0 + \sum\limits_i p_i\vartheta_i}{T}.$$

Каков физический смысл числителя этого выражения? Среднее время жизни одного поколения равно

$$\vartheta_0(1 - p) + \sum_i p_i(\vartheta_i + \vartheta_0),$$

где ϑ_0 — время жизни поколения для мгновенных нейтронов, а $(\vartheta_i + \vartheta_0)$ — для нейтронов, запаздывающих на ϑ_i секунд. Это выражение в точности совпадает с числителем в $(k - k_0)/k_0$ при больших T.

Ниже приводятся известные запаздывания нейтронов для U^{235}. Используя эти данные, оценим среднее время существования одного поколения. Получим для ϑ_0 около 0,0015 *сек* и $\Sigma p_i\vartheta_i$ около 0,083 *сек*. Таким образом, вклад запаздывающих нейтронов в продолжительность существования поколения приблизительно в 60 раз больше, чем вклад мгновенных.

$p_i\cdot 100$	ϑ_i, *сек*
0,077	0,6
0,220	2,2
0,194	6,51
0,152	31,7
0,023	80,2
0,666	

При отсутствии запаздывающих нейтронов величина T была бы мала даже при небольшом избытке k.

Записав формулу $(k - k_0)/k_0$ для малых периодов, т. е. для $T \ll \vartheta_i$, получим

$$\frac{k - k_0}{k_0} = \frac{\vartheta_0}{T} + p.$$

Видно, что избыток k зависит только от мгновенных нейтронов, так как p мало. В действительности же котел работает при T гораздо большем ϑ_i, а в этом случае, как мы видели, запаздывающие нейтроны играют существенную роль.

Домашнее задание. Нарисуйте график $(k - k_0)/k_0$ в зависимости от $1/T$ при $\vartheta_0 = 0{,}0015$, используя полную формулу

$$\frac{k - k_0}{k_0} = \frac{\vartheta_0}{T} + \sum_i \frac{p_i \vartheta_i}{\vartheta_i + T}.$$

Так как критические размеры котла зависят от $k - 1$, а k близко к единице, то малые ошибки в k приводят к большим неопределенностям в необходимых размерах котла. Для проверки этих размеров и k можно провести такой эксперимент. Построим небольшую (скажем, в 1/10 размера котла) решетку того типа, который мы хотим применить, и в середине одного торца поместим нейтронный источник. Если измерять интенсивность нейтронов, удаляясь от источника по оси такой колонны, то обнаружится экспоненциальное убывание ее. Можно показать, что «период полураспада» такой экспоненты очень просто связан с критическими размерами котла.

Рассмотрим еще раз три уравнения

$$\frac{\lambda v}{3}\Delta n - \frac{v}{\Lambda} n + q = 0, \qquad \Delta q = \frac{\partial q}{\partial \tau}, \qquad q_0 = \frac{kv}{\Lambda} n.$$

Предположим снова, что пространственная зависимость решения для устойчивого состояния нашей части решетки выражается как $\varphi(x, y, z)$, причем $\Delta\varphi + \omega\varphi = 0$. Возьмем φ в виде $\varphi = \sin\frac{\pi x}{a}\sin\frac{\pi y}{a}e^{-z/b}$ (a — сторона колонны, b — постоянная убывания экспоненты). При таком φ величина ω равна просто $\frac{2\pi^2}{a^2} - \frac{1}{b^2}$. Для заданного ω можно найти коэффициент размножения по трем уравнениям котла. Как и прежде, $k = \left(1 + \frac{\lambda\Lambda\omega}{3}\right)e^{\omega\tau}$, т. е. можно найти k, измерив a и b. Для нахождения критических размеров кубического котла со стороной A нам достаточно записать $\omega = \frac{2\pi^2}{a^2} - \frac{1}{b^2} = \frac{3\pi^2}{A^2}$.

Действительно, уравнение

$$k = \left[1 + \frac{\lambda\Lambda}{3}\left(\frac{2\pi^2}{a^2} - \frac{1}{b^2}\right)\right]e^{\left(\frac{2\pi^2}{a^2} - \frac{1}{b^2}\right)\tau}$$

выражает k бесконечной решетки из рассматриваемых веществ через измеренные величины, а

$$k=\left(1+\frac{\lambda\Lambda}{3}\,\frac{3\pi^2}{A^2}\right)e^{\frac{3\pi^2}{A^2}\tau},$$

как мы знаем, определяет размер A равновесной кубической решетки для заданного значения k. Итак, найдено, как величина A зависит от a и b.

7. Управление котлом

Котел всегда строится с размерами несколько больше критических, так как для работоспособного котла T должно быть приемлемо малым. Кроме того, k зависит от температуры и надо иметь запас реактивности. Далее, надо быть в состоянии компенсировать поглощение, обусловленное посторонними материалами, если использовать котел, например, для изготовления радиоактивных веществ. Итак, котел строится с избытком активности, а изменение k от значений, меньших 1, до значений, бóльших 1, обеспечивается управляющими стержнями. Можно использовать кадмиевый стержень, вдвигающийся на различную глубину в канал котла.

8. Поглотители в котле

Если $n\sim\sin\frac{\pi x}{a}\sin\frac{\pi y}{b}\sin\frac{\pi z}{c}$, то неверно утверждение, что действие поглотителя в некоторой точке котла пропорционально n. Рассмотрим два атома — в центре котла и на периферии. Влияние этих атомов, если говорить о поглощении, пропорционально n^2 в этих положениях.

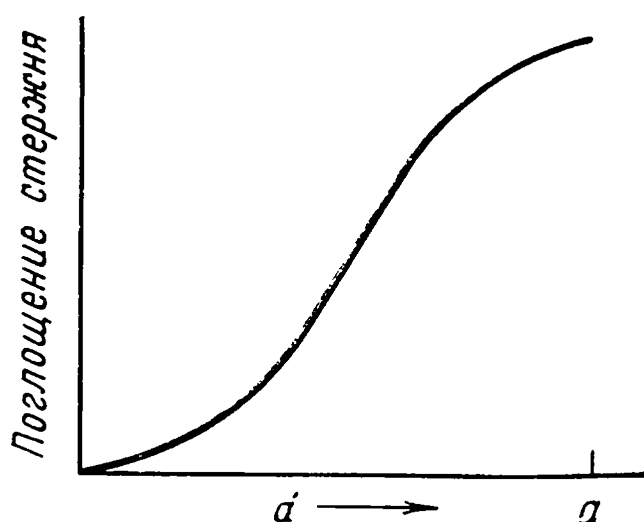


Рис. 80. Поглощение стержня в зависимости от глубины d, на которую он вдвинут

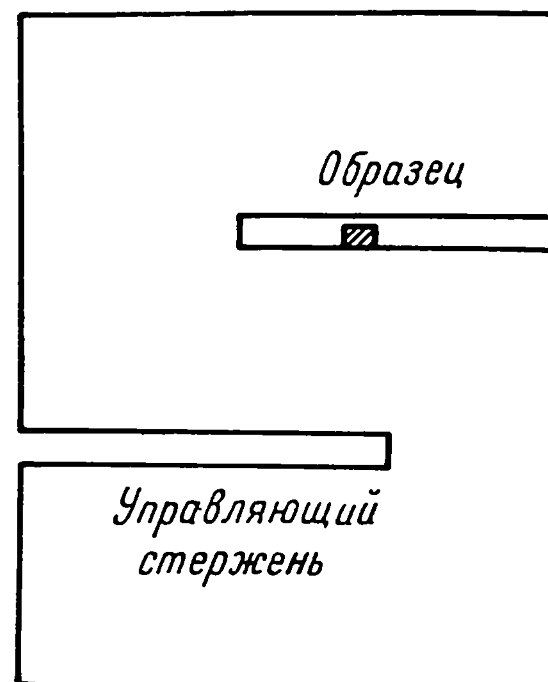


Рис. 81. Метод измерения поглощения в образце

Происходит это по следующим причинам. Нейтроны, поглощенные центральным атомом, могли бы сыграть бóльшую роль для работы котла, чем периферические нейтроны. Эффективное поглощение пропорционально произведению реальной плотности нейтронов на «полезность» нейтрона. Можно показать, что второй сомножитель пропорционален n, так что произведение меняется как n^2. Таким образом, если управляющий стержень вдвинут в котел на глубину d (рис. 80), то зависимость поглощения стержня от d пропорциональна

$$\int_0^d \left(\sin\frac{\pi x}{a}\right)^2 dx.$$

Управляющие стержни можно использовать для проверки образцов графита или поглощающих материалов. В котле делается канал для постановки образцов (рис. 81). Сначала определяется критическое (равновесное) положение управляющего стержня в отсутствии образца. Затем определяется новое критическое положение. Разница между ними и есть мера поглощения в образце. Такой метод можно использовать для определения реактивности с точностью до пяти значащих цифр.

9. Энергия, вырабатываемая котлом

Число делений, происходящих в 1 *см*^{3} котла за 1 *сек*, равно $f_t n(v/\Lambda)\times\times(3{,}9/7{,}2)$. Смысл множителей: доля тепловых нейтронов, поглощаемых ураном; плотность нейтронов; обратное время жизни теплового нейтрона; доля поглощений нейтрона ураном, ведущих к делению. Принимая, что в акте деления освобождается 200 *Мэв*, мы должны умножить (*число делений/сек·см*^{3}) на (200 *Мэв/деление*), т. е. на (0,0003 *эрг/деление*), чтобы получить *эрг/сек·см*^{3}. В конечном выражении появляется произведение nv, т. е. поток. Следует использовать средний поток $\overline{nv}$. Можно показать, что для куба средний поток связан с потоком в центре, n_0v, соотношением: $\overline{nv}=n_0v\cdot\frac{8}{\pi^3}$. Окончательно получим (в киловаттах):

$$n_0v\left(\frac{8}{\pi^3}V\frac{f_t}{\Lambda}\frac{3{,}9}{7{,}2}3{,}2\cdot10^{-14}\right).$$

После подстановки должных значений имеем $4\cdot10^{-9}\,n_0v$. Мощности порядка $2{,}5\cdot10^3$ *квт* (Клинтон) соответствуют потоку в центре около 10^{12}. В Хэнфорде поток нейтронов в центре котла составляет примерно 10^{13} *н/сек·см*^{2}.

10. Защита котла

В котле мощностью 1 *квт* происходит $3\cdot10^{13}$ делений за 1 *сек*. Если принять, что при делении около 20 *Мэв* приходится на гамма-излучение и что 5% излучения не поглощается, то полное излучение котла мощностью

W *квт* составляет $3W \cdot 10^{13}$ γ-квантов с эквивалентной энергией около 1 *Мэв.* За день (10^5 *сек*) человек, находящийся около котла с поверхностью $4\pi \cdot (500)^2$ *см*^{2}, получил бы

$$\frac{W \cdot 3 \cdot 10^{13}}{4\pi\,(500)^2} \cdot 10^5 \simeq W \cdot 10^{12} \, \frac{\text{фотонов с энергией 1 } \textit{Мэв}}{\textit{см}^2 \cdot \text{день}} .$$

Дневная доза составляет приблизительно 10^8 фотонов/*см*^{2}·день, что примерно соответствует единице 0,1 *р*. Итак, котел дает около

$$W \cdot 10^4 \text{ дневных доз/день.}$$

Это позволяет представить трудность проблемы защиты. Большие котлы нуждаются в защите с коэффициентом порядка миллиарда. Кроме защиты от γ-лучей, необходима защита и от нейтронов. Для защиты от тепловых нейтронов можно использовать кадмий, но при реакции (n, γ) на нем образуется много γ-лучей и для их поглощения кадмий приходится окружать свинцом. Однако и Cd, и Pb не очень эффективно поглощают быстрые нейтроны. Для защиты от быстрых нейтронов можно использовать бетон, в котором они замедляются и поглощаются. Однако такая защита громоздка. Менее громоздкую и несколько более эффективную защиту можно создать из слоев Fe, чередующихся со слоями парафина. Четыре фута такой защиты ослабят γ-лучи примерно в 10^9 раз и поглотят приемлемое количество нейтронов.

Так как на 25 *г/см*^{2} γ-лучи ослабнут примерно в e раз, то для ослабления только γ-лучей в 10^8 раз потребуется не менее 500 *г/см*^{2}. А поскольку требуется защита и от нейтронов, то компромиссная толщина должна составлять не менее 1000 *г/см*^{2}. В результате самый легкий портативный ядерный источник энергии будет весить около 50 тонн.

В Клинтоне система охлаждения — воздушная, продувание идет по каналам для урановых стержней. Газообразные продукты деления не доставляют хлопот (уран заключен в Al оболочку), но аргон воздуха становится радиоактивным. Избавляются от воздуха, выпуская его в трубу высотой 100 *фут*. Охлаждающая система в Хэнфорде — водяная. Здесь возникает проблема избавления от радиоактивной воды. Она разбавляется до безопасного уровня (лососи в Колумбиа-ривер продолжают здравствовать).

11. Другие типы котлов

Котел с тяжелой водой. В Аргонне имеется котел с D_2O, который может развивать мощность 300 *квт* (рис.82). Для этого котла поток $n_0 v = 10^{12}$, т. е. одинаков с клинтонским котлом на 5000 *квт*. Гораздо бóльшая мощность клинтонского котла объясняется тем, что в нем больше урана. Тяжелая вода имеет то преимущество перед углеродом, что с ее помощью легче охлаждать маломощный котел, который к тому же может быть сделан мень-

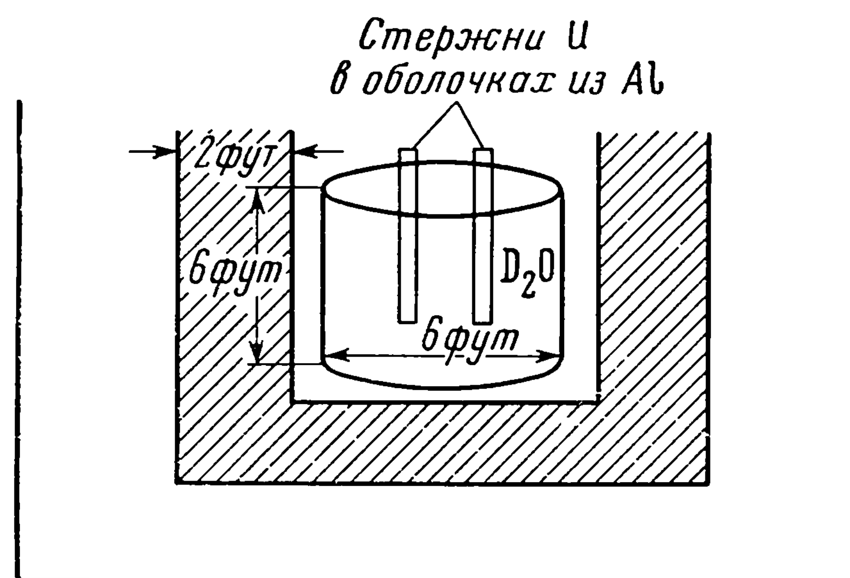


Рис. 82. Котел с тяжелой водой

Заштрихована отражающая графитовая оболочка толщиной 2 фута, затем расположена 7-футовая бетонная защита

ших размеров. Существенным недостатком является разложение воды в котле. Для разложения молекулы достаточно всего 100 *эв*. Особенно важно это для гомогенных котлов (например, раствора), где бóльшая часть энергии 200 *Мэв* при акте деления будет передана воде, так что будет разлагаться около 2 *мг/сек·квт*. Это потребует разработки схем для регенерации D_2.

Кипящий котел с обогащенным ураном. Если применить обогащенный, а не природный уран, то в качестве замедлителей можно использовать различные материалы. Из поглощенных в уране нейтронов 3,9 нейтрона вызовут деление 235, а 0,7 и 2,5 нейтрона испытают радиационный захват соответственно на 235 и 238. Ясно, что если использовать чистый 235, то число нейтронов, приходящихся на поглощенный в уране тепловой нейтрон, будет не $(3{,}9/7{,}1)\cdot 2{,}4 = 1{,}32$, а $(3{,}9/4{,}6)\cdot 2{,}4 = 2{,}05$. Фактически даже 14%-ное обогащение 235 дает заметную разницу. Именно такой материал применен в котле с кипящей водой в Омеге [9] (рис. 83). Вода оказалась достаточно хорошим замедлителем. Котел в Омеге может развивать

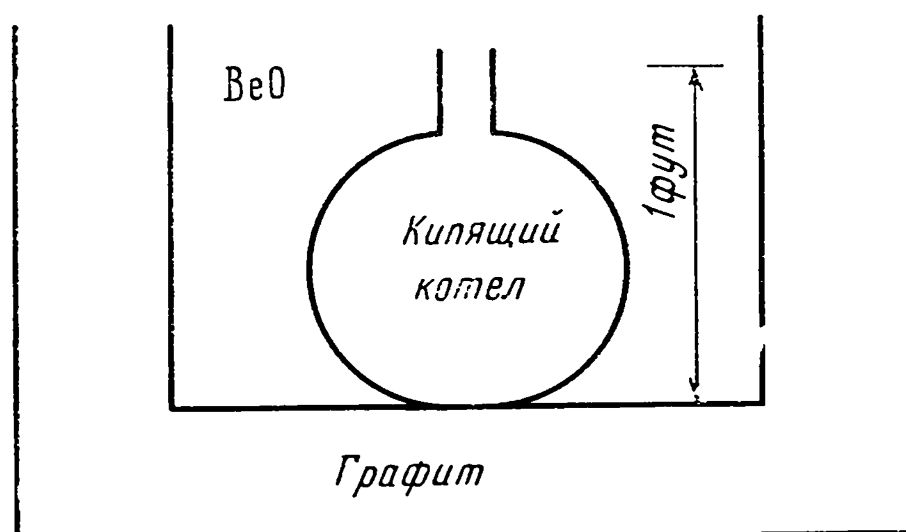


Рис. 83. Кипящий котел в Лос-Аламосе

мощность около 5 *квт*. Одна из возникающих для таких котлов задач состоит в избавлении от радиоактивных продуктов деления. Эти котлы невелики и удобны для использования в качестве источников нейтронов при различных экспериментах.

---

[9] Название каньона в Лос-Аламосе, где был построен кипящий котел.— *Прим. ред. итало-амер. издания.*

Глава X

ЦЕПНЫЕ РЕАКЦИИ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

В тепловом котле нейтрон существует приблизительно 10^{-3} *сек*. При $k = 1{,}1$ поколение будет существовать примерно $10^{-3}/0{,}1 = 10^{-2}$ *сек*. Это — период, т. е. время, за которое плотность нейтронов изменится в e раз; как мы видели (стр. 324), T равно времени жизни нейтрона, разделенному на $k - k_0$. В кипящем котле $\Lambda = 50$ *см*, $v =$ несколько единиц на 10^5 *см/сек* и $k = 2$, так что период $\Lambda/[v(k - k_0)] = 10^{-4}$ *сек*. В быстром реакторе (скажем, на U^{235} или Pu) $\Lambda = 10$ *см*, $v = 10^9$, $k = 2$, откуда $T = 10^{-8}$ *сек*. Все приведенные оценки — оценки минимальные, полученные для каждого типа реактора при наиболее благоприятных условиях. Для

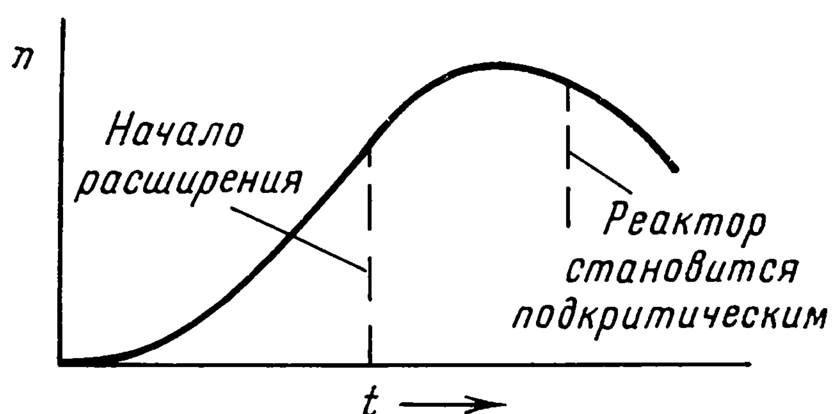


Рис. 84. Плотность нейтронов в зависимости от времени. Сначала идет экспоненциальный рост, затем начинается раздутие реактора

промышленных применений преимущество находится на стороне более долгих периодов, так как такими реакторами легче управлять. Для получения взрыва нужен как раз короткий период.

В 1 *кг* делящегося материала находится около $2 \cdot 10^{24}$ атомов. Если a — величина, обратная периоду, то реакция не может длиться более t секунд: $e^{at} = 10^{24}$. Отсюда для графитового котла, котла с кипящей водой и быстрого реактора получаются соответственно времена 0,5 *сек*, 0,005 *сек* и 0,5 *мксек*. В действительности механические эффекты начинают проявляться за 5—6 периодов до конца (до использования всего вещества). Здесь, после многих поколений, выделенная энергия настолько велика, что давление раздувает реактор, его поверхность возрастает, увеличивается утечка и в конце концов реактор становится подкритическим и далее реакция прекращается (рис. 84).

Рассмотрим это более количественно. Пусть давление возрастает как $p = p_0 e^{at}$, и мы имеем дело со сферическим реактором. На поверхность будет действовать ускорение $\ddot{R} = pR^2/M$. Так как экспонента меняется со временем гораздо быстрее R, то по порядку величины смещение поверхности в зависимости от времени есть

$$\delta R = \frac{p_0 R^2}{M} \frac{e^{at}}{a^2} = \frac{pR^2}{Ma^2},$$

где p — давление в момент времени t. Используем это выражение для определения максимального давления. В этот момент δR будет примерно

равно разности между R_0 и радиусом критической сферы. Энергия, высвобождаемая за время вплоть до перехода в подкритическую область, равна примерно $p_{\text{макс}}\ 4\pi R^3/3$, т. е. увеличенному в p раз объему. Итак, энергия приблизительно равна $Ma^2R\delta R$, т. е. пропорциональна a^2. Отсюда ясно, что для взрыва необходим реактор с максимально коротким периодом.

Рассчитаем критические свойства быстрого реактора, показанного на рис. 85 типа. В таком реакторе активная зона имеет размер около 10 *см*, а средний свободный пробег составляет также около 10 *см*. Вследствие этого нельзя применить тот подход, которым мы пользовались в теории котла. Иными словами, мы не можем применить теорию диффузии, так как не выполнено условие малости среднего свободного пробега по сравнению с размерами системы. Требуется ввести сечение переноса (т. е. сечение,

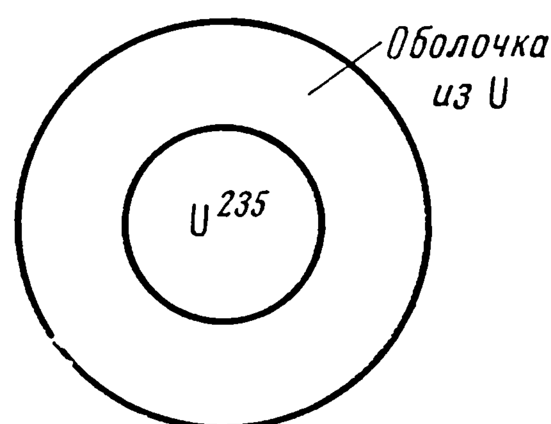


Рис. 85. Быстрый реактор. Сердцевина из U^{235} окружена оболочкой из U

учитывающее неизотропность упругого рассеяния). Обозначим через σ полное сечение переноса на всех атомах в 1 *см*^{3}. Тогда (так как $\sigma N\lambda \equiv 1$) оно равно просто обратной величине средней свободной длины переноса. Кроме упругого рассеяния, происходят и другие процессы.

	Число нейтронов, падающих на ядро	Число вылетающих нейтронов
Захват	1	0
Неупругое рассеяние	1	1
Деление	1	ν

В среднем на один падающий нейтрон приходится $1+f$ вылетающих, причем f в зависимости от используемого вещества может быть положительным или отрицательным. В общем случае можно записать

$$1+f=\frac{0\cdot\sigma_a+1\cdot\sigma_s+\nu\sigma_f}{\sigma_t}\quad \text{или}\quad f=\frac{-\sigma_a+(\nu-1)\,\sigma_f}{\sigma_t}.$$

В неделящихся веществах $f=-\sigma_a/(\sigma_a+\sigma_s)$, т. е. f отрицательно и по абсолютной величине меньше 1. При цепной реакции $f>0$. Для описания реактора мы должны указывать f и σ, определенное выше сечения пере-

носа. При строгом рассмотрении надо знать, что происходит с нейтронами в различных энергетических интервалах. Для наших целей достаточно считать, что все нейтроны имеют некоторую среднюю энергию.

Займемся отысканием интегрального уравнения для плотности нейтронов. Если в некоторой точке образуется один нейтрон в секунду, то какова плотность нейтронов на расстоянии r от этой точки при изотропности испускания? Время, проводимое нейтроном в элементе объема $4\pi r^2 dr$, равно dr/v. Тому же равно и среднее число нейтронов в этом шаровом слое, так как испускается один нейтрон в секунду. Следовательно, плотность нейтронов на расстоянии r равна dr/v, поделенному на объем слоя, т. е. равна $1/4\pi r^2 v$. Следует заметить, что этот результат получен при условии отсутствия поглощения в среде. Теперь вернемся к отысканию $n(A)$, плотности нейтронов в точке A среды. Для этого найдем вклад в эту плотность от элемента объема в точке B, т. е. разыщем число соударений в B, приводящих к рассеянию в направлении A. Затем проинтегрируем элемент объема dB по всему пространству. В элементе объема dB происходит $n(B)\,v\,\sigma(B)\,dB$ соударений в секунду. Из объема dB выходит $n(B)\,v\,\sigma(B)\,[1+f(B)]\,dB$ нейтронов в секунду. Таким образом, в dB как будто бы находится источник нейтронов указанной интенсивности. Но, как мы видели, на расстоянии r такой источник создает плотность

$$n(B)\,dBv\,\sigma(B)\,[1+f(B)]/4\pi r^2 v,$$

если нет поглощения, а испускание изотропно. Поглощение можно учесть, введя множитель $\exp\left(-\int_A^B \sigma dr\right)$. Итак,

$$n(A)=\int \frac{n(B)\,\sigma(B)\,[1+f(B)]\,e^{-\int_A^B \sigma dr}}{4\pi r_{AB}^2}\,dB$$

и будет искомым интегральным уравнением. При равновесной цепной реакции в системе будет выполнено условие

$$\int\limits_{\substack{\text{по всему}\\ \text{пространству}}} n(A)\,dA\,\sigma(A)\,f(A)=0,$$

так как в целом во всем объеме такой системы не должно быть избыточного образования нейтронов.

Прежде чем решать эти уравнения, обратимся к дифференциальной теории. У нас было $l=\lambda\sqrt{N/3}$, где $N=\sigma_l/\sigma_a$. Предполагалось, что поток нейтронов пропорционален градиенту (пренебрегалось высшими производными). Это равносильно предположению, что функция $n(x)$ практически линейна на расстояниях порядка λ. В одномерном случае

функция $n(x)$ выглядела как $e^{x/l}$. Чтобы такая функция имела малую кривизну на расстоянии λ, отношение λ/l должно быть малым, т. е. величина N — большой. Итак, в первоначальном уравнении диффузии неявно подразумевалось, что N должно быть велико. Кроме того, мы предполагали, что рассеяние изотропно и задача одномерна. Попытаемся, сохранив эти предположения, так изменить дифференциальную теорию диффузии, чтобы она была применима и к случаю малых N. Пусть имеется градиент нейтронов, движущихся в направлении оси x. Вследствие этого плотность нейтронов, движущихся под углом ϑ к оси x, различна для разных ϑ и максимальна для нейтронов, движущихся в направлении градиента. Плотность нейтронов в точках, движущихся под углом ϑ к оси, равна $n(x, \vartheta)\, 2\pi \sin\vartheta\, d\vartheta$, или, обозначая $\xi = \cos\vartheta$, равна $n(x, \xi)\, 2\pi d\xi$, где $2\pi d\xi$ — элемент телесного угла. Нам надо установить уравнение для $n(x, \xi)$. Рассмотрим для этого все возможные причины изменения n со временем.

Так как предполагается, что все нейтроны имеют одинаковую скорость, то нейтроны, движущиеся в направлении ξ, будут в любом месте иметь x-компоненту скорости, равную $v\xi_0$. Если n зависит от x, то изменение в $n(x, \xi_0)$ за время dt будет

$$n(x - v\xi_0 dt) - n(x),$$

т. е. просто

$$-v\xi_0 dt\,(dn/dx).$$

Здесь мы учли нейтроны, движущиеся в некотором направлении ξ_0.

Другой причиной убывания нейтронов в рассматриваемом элементе $dx d\xi$ являются нейтронные соударения, число которых в единицу времени составляет vn/λ. Если первоначально нейтроны в dx двигались в направлении ξ, то после соударения они будут двигаться в каком-то другом направлении и, значит, не будут принадлежать тому же самому $dx d\xi$.

Теперь мы должны найти, сколько нейтронов рассеивается в телесный угол $d\omega$, где $d\omega$ есть элемент $2\pi d\xi$ рассматриваемого телесного угла. За единицу времени при первоначальном направлении ξ' в dx произойдет $n(x, \xi')\, d\omega' \frac{v}{\lambda}$ соударений. После соударения $(N-1)/N$ нейтронов будет двигаться в других направлениях, а $1/N$ будет поглощено. Поэтому число нейтронов, первоначально двигавшихся в направлении ξ' и рассеянных в направлении ξ, в единицу времени равно

$$n(x, \xi')\, d\omega' \frac{v}{\lambda} \frac{N-1}{N} \frac{d\omega}{4\pi}.$$

Чтобы определить полное число нейтронов в точке x, рассеянных в направлении ξ, это выражение надо проинтегрировать по $d\omega'$. Приводя это к единице телесного угла, получаем положительный член нашего

уравнения

$$\frac{N-1}{2N}\frac{v}{\lambda}\int_{-1}^{+1} n(x,\xi')\,d\xi'.$$

Итак, при равновесии

$$-\xi\frac{\partial n}{\partial x}-\frac{n}{\lambda}+\frac{N-1}{2N\lambda}\int_{-1}^{+1} n(x,\xi')\,d\xi'=0.$$

Для решения этого уравнения предположим, что переменные разделяются, т. е. что $n(x, \xi') = n(x)\,f(\xi)$. Пользуясь прошлым опытом, предположим далее, что $n(x)$ имеет вид $e^{x/l}$, где l должно быть выражено через константы задачи. После подстановки в уравнение получим условие, налагаемое на $f(\xi)$:

$$\frac{1}{\lambda}f(\xi)+\frac{1}{l}\xi f(\xi)=\frac{N-1}{2N\lambda}\int_{-1}^{+1} f(\xi')\,d\xi',$$

или

$$\left(\frac{\lambda}{l}\xi+1\right)f(\xi)=\frac{N-1}{2N}\int_{-1}^{+1} f(\xi')\,d\xi'.$$

Но справа стоит некоторая постоянная величина, так что f должно иметь вид

$$f(\xi)=\frac{c}{1+\frac{\lambda}{l}\xi}.$$

Теперь надо убедиться, что этому f соответствуют хотя бы некоторые значения l, действительно приводящие к решению. Иными словами, мы установили, что решения, если они существуют, имеют указанный вид; однако осталось невыясненным, существуют ли они при любых l, при некоторых l или ни при каком l. Подставляя в уравнение, получаем

$$1=\frac{N-1}{2N}\int_{-1}^{+1}\frac{d\xi}{1+\frac{\lambda}{l}\xi},$$

откуда

$$1=\frac{N-1}{2N}\frac{l}{\lambda}\ln\frac{l+\lambda}{l-\lambda}.$$

Это уравнение дает значения l, которые решают задачу. Для нахождения решения при еще достаточно больших N разложим оба множителя. Во-первых, $2N/(N-1) = 2(1 + 1/N + 1/N^2 + \dots)$. Далее, обозначая

$\lambda/l = \varepsilon$ и предполагая ε малым, получаем

$$\frac{1}{\varepsilon}\ln\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon}\left[\left(\varepsilon - \frac{\varepsilon^2}{2} + \frac{\varepsilon^3}{3} - \ldots\right) + \left(\varepsilon + \frac{\varepsilon^2}{2} + \frac{\varepsilon^3}{3} + \ldots\right)\right] = 2\left(1 + \frac{\varepsilon^2}{3} + \frac{\varepsilon^4}{5} + \ldots\right).$$

Итак,

$$\frac{1}{N} + \frac{1}{N^2} = \frac{\varepsilon^2}{3} + \frac{\varepsilon^4}{5}.$$

В первом приближении $\varepsilon^2 = 3/N$, т. е. $l = \lambda\sqrt{N/3}$, что в точности совпадает с результатом более грубой дифференциальной теории диффузии. Во втором приближении, подставив в поправочный член $\varepsilon^4/5$ результат первого приближения, получим $\frac{1}{N} + \frac{1}{N^2} = \frac{\varepsilon^2}{3} + \frac{9}{5}\frac{1}{N^2}$, откуда

$$\frac{\lambda}{l} = \sqrt{\frac{3}{N}\left(1 - \frac{4}{5N}\right)}.$$

Вернемся теперь к интегральному уравнению и воспользуемся полученными результатами. В нем через $1 + f$ было обозначено среднее число нейтронов, вылетающих после соударения. В среде, где возможен только захват (деления нет), $f = -1/N$ и $\sigma \equiv 1/\lambda$. Поэтому можно записать

$$\frac{1}{l} = \sigma\sqrt{-3f\left(1 + \frac{4}{5}f\right)}.$$

Эта формула, как можно показать, применима и для положительного f (скажем, для U^{235}), когда плотность меняется как $e^{ix/l}$ и $e^{-ix/l}$, т. е. как синус и косинус. Метод доказательства справедливости формулы при положительном f состоит, по существу, в повторении вычислений с учетом деления.

Выражение для $1/l$ было найдено при условии, что n меняется как $e^{x/l}$ и является функцией только x. Тем не менее мы воспользуемся им и в более общем случае (поскольку можно показать, что более точные и трудоемкие вычисления дадут очень близкие результаты). Применим этот метод, разработанный Сербером, к простой геометрии: f больше нуля в сферической сердцевине и меньше нуля вне ее. Начнем с уравнения $\Delta n - \frac{1}{l^2}n = 0$, где l представляет собой исправленное l. Иными словами, мы начинаем с несколько улучшенной теории диффузии. Внутри сферы l^2 меньше нуля, и решения выражаются через синус и косинус. Вне сферы l^2 больше нуля и решения представляются экспонентами. Наши ре-

зультаты до этого момента можно суммировать следующим образом:

Внутри сферы (r меньше a):	Вне сферы (r больше a).
$\Delta n - \frac{n}{l^2} = 0$	$\Delta n - \frac{n}{l^2} = 0,$
$\frac{1}{l} \equiv \sigma h, \qquad iH = h,$	$\frac{\lambda'}{l'} \equiv h', \frac{N}{N-1} = \frac{1}{2h'} \ln \frac{1+h'}{1-h'},$
$\frac{1}{1+f} = \frac{1}{2iH} \ln \frac{1+iH}{1-iH} = \frac{1}{H} \operatorname{arc\,tg} H,$	или $\frac{1}{1+f'} = \frac{1}{2h'} \ln \frac{1+h'}{1-h'},$
	так как $f' = -\frac{1}{N}, \qquad \sigma' = \frac{1}{\lambda'}.$

В обоих случаях $\Delta n(r) = d^2n/dr^2 + (2/r)(dn/dr)$, так что

$$r \frac{d^2n}{dr^2} + 2 \frac{dn}{dr} = \frac{1}{l^2} nr.$$

Но левая часть есть $d^2(nr)/dr^2$, т. е. уравнение одномерно по nr. Решения вне сферы: $nr = Ae^{-r/l'} + Be^{r/l}$; внутри сферы: $nr = C \sin(\sigma Hr) + D \cos(\sigma Hr)$, так как $l = -i/\sigma H$. Если выразить внешние решения не через l', а через σ', то получим

$$Ae^{\sigma' h' r}, \qquad Be^{-\sigma' h' r}.$$

Первое решение отбрасывается, поскольку оно расходящееся. По аналогичным причинам отбрасывается $D \cos(\sigma Hr)$ для внутренних решений. Нормируем наши решения так, чтобы $n(0) = 1$. Тогда $n = \sin(\sigma Hr)/\sigma Hr$. Константа B во внешнем решении $Be^{-\sigma' h' r}/r$ определяется при сшивании решений на границе сферы. Наши решения должны удовлетворять двум условиям

$$n(A) = \int \frac{n(B)\,\sigma(B)\,[1 + f(B)]\, e^{-\int_A^B \sigma\, r}}{4\pi r_{AB}^2}\, dB,$$

$$\int\limits_{\substack{\text{по всему}\\ \text{пространству}}} n(A)\,\sigma(A)\,f(A)\,dA = 0.$$

Мы не сможем сделать это совершенно точно и поэтому попытаемся, удовлетворив второе условие, добиться выполнения первого только в центре. Из второго условия определится B. Подставим его в первое. Если оно удовлетворяется, то мы имеем дело с критической (равновесной) системой. Если же первое условие не удовлетворяется, то для данных f и f' сфера либо мала, либо велика, и мы должны испробовать другой радиус.

Итак, воспользуемся вторым условием. Интеграл разбивается на два

$$4\pi \int_0^a \sigma f \frac{\sin(\sigma Hr)}{\sigma Hr} r^2 dr + 4\pi \int_a^\infty \sigma' f' \frac{Be^{-\sigma' h' r}}{r} r^2 dr = 0.$$

Так как f' отрицательно, то

$$\sigma f \int_0^a \frac{\sin(\sigma Hr)}{\sigma Hr} r^2 dr = \sigma' |f'| B \int_0^\infty \frac{e^{-\sigma' h' r}}{r} r^2 dr,$$

откуда

$$B = \frac{h'^2 \sigma' f}{H^3 \sigma^2 f'} \frac{\sin(H\sigma a) - H\sigma a \cos(H\sigma a)}{1 + h'\sigma' a} e^{h'\sigma' a}.$$

Возьмем теперь первое уравнение, причем A будет обозначать точку $r = 0$. Поскольку $n(0) = 1$, то (снова разбивая интеграл на две части)

$$1 = \int_0^a \frac{\sin(\sigma Hr)}{\sigma Hr} \sigma (1 + f) e^{-\sigma r} \frac{4\pi r^2}{4\pi r^2} dr + \int_a^\infty B \frac{e^{-\sigma' h' r}}{r} \sigma' (1 + f') e^{-\sigma a - \sigma' (r-a)} \frac{4\pi r^2}{4\pi r^2} dr.$$

Эти интегралы несколько сложнее, но они табличные. Если подставить значение B, то получим

$$\frac{1+f}{f} (H\sigma a)^2 \frac{e^{\sigma a} \left[\operatorname{arc\,tg} H - \int_0^{\sigma a} \frac{\sin Hx}{x} e^{-x} dx\right]}{\sin(H\sigma a) - H\sigma a \cos(H\sigma a)} =$$

$$= \frac{1+f'}{f'} \frac{(h'\sigma' a)^2 e^{-\sigma' a (1+h')}}{1 + h'\sigma' a} \left[\int_{(1+h')\sigma' a}^\infty \frac{e^{-x}}{x} dx\right].$$

Слева стоят величины, связанные с сердцевиной, справа — с отражателем или оболочкой. Подставим в это уравнение значения f и H для рассматриваемых определенных веществ. Тогда мы можем изобразить на графике левую и правую части в зависимости от a. Эти кривые пересекутся в некоторой точке, откуда и определится значение критического или равновесного радиуса a. Найдя критический радиус, можно вычислить B и построить график зависимости n от r. Обнаружится, что кривые имеют разрыв. В действительности этого разрыва не будет, хотя он почти существует: как можно показать с помощью более точных вычислений, градиент n на границе будет довольно велик.

После не очень сложных модификаций обсуждавшаяся теория может дать информацию не только о равновесных, но и о закритических системах. Условие, ранее записывавшееся как

$$n(A) = \int n(B) \sigma(B) \frac{(1 + f_B) e^{-\int_A^B \sigma dr}}{4\pi r_{AB}^2} dB,$$

означает, что все нейтроны в точке A в момент времени t появились из точек B, где они в некий более ранний момент времени t' претерпели последнее столкновение. В равновесной системе моменты времени не имеют значения для конечных результатов, но в закритической системе надо знать $t - t' = r/v$. Если по всей системе интенсивность меняется как $e^{\alpha t}$, то интенсивность в точке B в момент времени t' была в $e^{\alpha r/v}$ меньше интенсивности в момент времени t. Итак, подставляя в уравнение для $n(A)$, получаем

$$n(A) = \int n(B)\,\sigma(B)\,\frac{(1+f_B)\,e^{-\int\limits_A^B \sigma dr - \frac{\alpha r}{v}}}{4\pi r_{AB}^2}\,dB.$$

Модифицированное уравнение утверждает теперь, что нейтроны в точке A в момент времени t являются нейтронами, испытавшими в последний раз столкновение в точке на расстоянии r (и вылетевшими в нужном направлении) на r/v раньше момента времени t. Вместо $n(B)$ мы подставили просто $n(B)\,e^{-\alpha r/v}$, чтобы учесть изменение $n(B)$ со временем. Следует заметить, что член $e^{-\alpha r/v}$ входит в уравнение аналогично члену $\exp\left(-\int\limits_A^B \sigma dr\right)$, описывающему поглощение. Рассматривая новый член с этой точки зрения, можно с его помощью находить значения α (величины, обратной периоду) для закритических систем. Пусть, например, имеется сердцевина из вещества с $a = 20$ *см*, но равновесное решение приводит к критическому радиусу $a = 10$ *см*. Ясно, что при большем поглощении критический радиус был бы больше, т. е. можно найти, насколько надо увеличить поглощение, чтобы сделать $a = 20$ *см* критическим радиусом. Иными словами, можно найти значение α, при котором $a = 20$ *см* будет критическим радиусом. При таком значении α оба интегральных уравнения будут справедливы при $a = 20$ *см*. Таким образом, можно определять период (время изменения интенсивности в e раз).

К статье 113

Вскоре после конца войны, когда Ферми еще жил в Лос-Аламосе, у него впервые появилась возможность выступить перед академической аудиторией с рассказом о работах над цепной реакцией и котлами. Покров секретности был приподнят, и это вызвало у тех, кто работал над атомной проблемой, желание рассказать научной общественности о том, что было сделано. Такого рассказа с нетерпением ждали и ученые.

Инициативу взяло на себя Американское философское общество Филадельфии, которое решило посвятить осеннее общее собрание проблеме атомной энергии. Поскольку тема представляла интерес и для членов Национальной академии наук, то было назначено совместное заседание. Симпозиум «Атомная энергия; проблема и следствия» состоялся 16 и 17 ноября 1945 г. в Филадельфии. Кроме Ферми, который рассказал о создании первого котла (статья 113), на симпозиуме выступили Г. Смит, Г. Юри, Е. Вигнер, Дж. Уилер, Р. Оппенгеймер, Р. Стоун, Дж. Уилитс, Дж. Винер, А. Комптон, Дж. Шотвел и И. Лэнгмюр.

Г. Андерсон

113

СОЗДАНИЕ ПЕРВОГО ЯДЕРНОГО КОТЛА *

В течение многих лет было известно, что в атомных ядрах содержится огромный запас энергии и что освобождение этой энергии не противоречит ни закону сохранения энергии, ни другим общепринятым основным законам физики. Признавая этот факт, физики все же вплоть до недавнего времени придерживались мнения, что освобождение ядерной энергии в крупных масштабах не может быть достигнуто, если только не будут открыты какие-то новые явления.

Причины такого несколько пессимистического отношения состояли в следующем. Вообще говоря, существуют два типа процессов, в которых могла бы высвобождаться ядерная энергия. Во-первых, если два ядра окажутся в тесном контакте, то между ними будут происходить различные спонтанные ядерные реакции, при которых выделяется энергия. По-видимому, наипростейшим примером из многих возможных является обычный водород. Если приблизить друг к другу два ядра водорода, то они могут вступить в самопроизвольную реакцию, образуя ядро дейтерия и испуская позитрон. При таком процессе освобождается энергия в количестве около 1,4 *Мэв*, что эквивалентно $1{,}6 \cdot 10^{10}$ калорий на грамм,

* *The Development of the First Chain Reacting Pile.* Proc. Amer. Phil. Soc., 1946, **90**, 20—24. (Выступление 17 ноября 1945 г. на симпозиуме «Атомная энергия; проблема и следствия».)

т. е. примерно в два миллиона раз больше энергии, выделяющейся при сгорании того же количества угля. Однако водород не является ядерной взрывчаткой, так как при обычных условиях ядра водорода никогда не смогут вступить в контакт друг с другом вследствие отталкивания положительных электрических зарядов, свойственных ядрам. Тем не менее не существует теоретических соображений, запрещающих сближение ядер, которое и происходит, действительно, как при очень высоких температурах, так и при очень высоких давлениях. Однако такие температуры и давления находятся далеко за пределами, достижимыми с помощью обычных средств. Достаточно высокие температуры, при которых ядерные реакции могут протекать с заметной скоростью, действительно встречаются — во внутренних областях многих звезд и, в частности, Солнца. Общепризнанно, что основным источником энергии, излучаемой звездами, являются подобные реакции.

Другим возможным путем освобождения ядерной энергии является цепная реакция. При подавляющем большинстве ядерных превращений происходит испускание частиц (α-частиц, протонов или нейтронов), которые, в свою очередь, могут вызвать новые реакции. Тогда можно представить себе такое положение, когда в результате протекания первой реакции образуется достаточно много частиц, чтобы вызвать в среднем более одной подобной реакции. Если это так, то в каждом «поколении» возрастает число ядер, принимающих участие в реакции, и это происходит до тех пор, пока не «выгорит» значительная часть первоначального вещества. Цепная реакция будет развиваться или затухать в зависимости от того, больше или меньше единицы число новых процессов, происходящих под действием частиц, испущенных при первом процессе. Это число называется «коэффициентом размножения».

Для всех без исключения процессов, которые были известны до открытия деления в начале 1939 г., коэффициент размножения был исчезающе мал по сравнению с единицей. С открытием процесса деления появились новые возможности. Почти сразу после того, как стало известно об этом открытии, было высказано предположение, что отделившиеся друг от друга осколки ядра могут быть возбуждены настолько сильно, что из них могут «испаряться» нейтроны. Вскоре эта догадка была подтверждена экспериментами на обоих берегах Атлантики.

К весне 1939 г. стало широко известно, что при делении, происходящем в результате соударения нейтрона с ядром урана, может возникнуть несколько, вероятно около двух или трех, новых нейтронов. В то время многие физики полагали, что возможность осуществления цепной реакции с помощью деления урана заслуживает внимательного изучения.

Эта возможность порождала большие надежды и в то же самое время глубокую тревогу. В начале 1939 г. все понимали, что грозит война на уничтожение. Появились вполне обоснованные опасения, что скрытые в новых научных открытиях потрясающие военные возможности будут использованы нацистами раньше, чем это успеют сделать другие. Ни

у кого в то время не было достаточных оснований, чтобы представить себе объем требующихся для этого усилий. Очень может быть, что цивилизация выжила благодаря тому, что для создания атомной бомбы потребовалось такое напряжение промышленности, которое во время войны было не по силам ни одной из воюющих сторон, за исключением Соединенных Штатов. Политическая ситуация того времени оказала непривычное действие на ученых. Отступая от своих традиций, они установили добровольную цензуру и стали рассматривать проблему как не подлежащую разглашению задолго до того, как ее важность была признана правительствами и секретность стала принудительной.

Возвращаясь к шагам, приведшим к получению цепной реакции, я хотел бы отметить, что в конце 1939 года из имевшейся тогда информации явствовало, что заслуживают внимания два подхода к решению этой задачи. Первым шагом в одном из них должно было служить выделение из обычного урана редкого изотопа 235, ответственного за деление урана медленными нейтронами. При таком выделении исключается паразитное поглощение нейтронов в распространенном изотопе 238; поэтому считалось, что, как только будет получен уран с высоким содержанием U^{235}, будет легко осуществить и цепную реакцию. Действительная трудность состояла, конечно, в том, чтобы разделение изотопов осуществить в промышленных масштабах.

Другое направление, которое я и хотел рассмотреть в этом сообщении, исходило из применения естественного урана. Размещение этого вещества таким образом, чтобы смогла произойти цепная реакция, представляло, конечно, гораздо более трудную задачу, чем аналогичный вопрос для U^{235}. Действительно, надо очень бережливо использовать нейтроны, образовавшиеся в результате первичного деления, чтобы, несмотря на большое паразитное поглощение U^{238}, добиться положительного баланса нейтронов. Надо приложить все силы, чтобы сделать соотношение между полезным и паразитным поглощениями нейтронов как можно более благоприятным. Соотношение между этими поглощениями зависит от энергии нейтронов; если не вдаваться в детали, оно наиболее благоприятно для нейтронов малых энергий. Поэтому один из шагов состоит в замедлении нейтронов от их высокой начальной энергии, порядка 1 *Мэв*, до энергии теплового движения. В течение некоторого времени уже был известен простой процесс, помогающий достичь этой цели. Этот процесс основан на том очевидном факте, что когда быстрый нейтрон сталкивается с атомом и отскакивает от него, то некоторая часть энергии нейтрона теряется на отдачу атома. Для легких атомов, которым легче испытывать отдачу, эффект возрастает и достигает максимума для водорода, но он вполне заметен и для всех легких элементов.

Итак, для того чтобы замедлить нейтроны, уран должен быть распределен по объему, занимаемому удобным легким элементом. Казалось бы, что проще всего применить самый легкий элемент, водород, соединения которого (вода, парафин) было общепринято использовать для замедления

нейтронов. Однако при дальнейших исследованиях обнаружилось, что водород не совсем подходит для этой цели. Это обусловлено тем, что ядра водорода способны заметно поглощать нейтроны, образуя при этом ядро тяжелого водорода, дейтерия. Поэтому при использовании водорода для замедления нейтронов появляется новый источник паразитного поглощения, который угрожает «съесть» небольшой положительный избыток нейтронов, необходимый для поддержания цепной реакции.

Поэтому надо рассматривать замедлители нейтронов из других легких элементов. По сравнению с водородом все они не так эффективны, но зато существовала надежда на уменьшение поглощения, что могло с избытком компенсировать этот недостаток. В 1939 г. свойства поглощения многих легких элементов были известны плохо. В литературе можно было найти лишь довольно неточные верхние пределы, и то для немногих случаев. Наиболее подходящими элементами тогда казались дейтерий в виде тяжелой воды, гелий, бериллий и углерод в форме графита.

При обсуждении выбора замедлителя в нашей группе, которая работала над этой проблемой в Колумбийском университете в течение 1939—1940 гг. и в которую входили Джордж Пегрэм, Лео Сцилард и Герберт Андерсон, мы пришли к выводу, что наиболее обещающие возможности открывает использование графита. Этот вывод был сделан главным образом потому, что графит можно было легко получить. Весной 1940 г. в Колумбийском университете мы начали экспериментальные исследования свойств графита, используя несколько тонн этого вещества, полученных нами через председателя Уранового комитета, д-ра Бриггса. Работа шла по двум направлениям: определялись характеристики поглощения нейтронов в графите и изучалась его эффективность как замедлителя нейтронов. Эксперименты проводились следующим образом. Из графита сооружалась квадратная колонна высотою несколько футов. На оси колонны помещался небольшой источник нейтронов — несколько грамм бериллия, смешанных с радоном или радием. Испущенные источником нейтроны диффундируют по колонне и постепенно замедляются до энергий теплового движения; они продолжают диффундировать и после этого, пока не будут поглощены или не выйдут за пределы колонны. С помощью детекторов, чувствительных к нейтронам различных энергий, были изучены пространственные и энергетические распределения нейтронов по всему объему колонны. Для интерпретации этих результатов служила математическая теория процесса диффузии. Такие исследования позволили разработать математический метод довольно точного расчета всей «истории жизни» нейтрона, начиная с момента его испускания, как быстрого нейтрона, и кончая его поглощением.

В то же самое время были начаты работы по определению избыточного числа нейтронов, испускаемых естественным ураном при поглощении теплового нейтрона. Так как значительная доля тепловых нейтронов, поглощаемых ураном, захватывается U^{238} и не приводит к делению, то этот избыток оказывается не очень большим. Для того чтобы этот избыток

остался положительным, позволяющим цепной реакции развиваться, чрезвычайно важно уменьшить до минимума возможные паразитные потери. Весьма существенного снижения паразитных потерь, происходящих во время замедления нейтронов, удается добиться с помощью простой уловки. Вместо того чтобы равномерно распределять уран по объему графита, его можно расположить в виде блоков, образующих в графите решетку некоторой подходящей конфигурации. При таком расположении уменьшается вероятность столкновения с атомом урана для еще не замедлившихся нейтронов, имеющих энергию, при которой паразитное поглощение особенно велико.

Работа над повышением эффективности этого метода, проводившаяся группой Колумбийского университета, была весьма существенным образом усилена сотрудничеством с новой исследовательской группой, созданной в Принстонском университете. К весне 1941 г. было накоплено достаточно сведений о деталях процесса, чтобы получить довольно ясное представление о важности различных факторов и о наилучших способах сведения к минимуму нежелательных эффектов.

Вообще говоря, в принципе возможно было бы измерить с большой точностью характеристики поглощения и рассеяния нейтронов для всех энергий и для всех необходимых веществ. Затем эти результаты можно было бы подставить в теоретические выражения, причем теория процесса должна быть разработана настолько тщательно, чтобы быть в состоянии предсказать достаточно точно, как поведет себя данная система. Иными словами, можно было бы пытаться получить ответ на вопрос, будет ли развиваться цепная реакция в данной системе, только с помощью вычислений. Практическая осуществимость такой программы не внушала особого доверия. Мы знаем теперь, что положительный избыток, который и делает возможной цепную реакцию, в уран-графитовой системе составляет всего несколько процентов. Поскольку в конечный результат входит множество величин, описывающих поглощение и образование нейтронов, ясно, что они по отдельности должны быть известны крайне точно, чтобы теоретические предсказания оказались возможны. Экспериментальные методы, разработанные к 1941 г., редко позволяли измерять свойства ядер с точностью лучше 10%. Такие измерения не могли служить основой для вычислений, которые позволили бы получить надежный ответ на вопрос, возможна ли цепная реакция в системе из естественного урана и графита.

Если система имеет конечные размеры, то некоторое количество нейтронов ускользает из нее, диффундируя через граничные поверхности. Такая утечка нейтронов в принципе может быть сведена к нулю увеличением размеров системы. В 1941 г. было ясно, что даже если баланс нейтронов, необходимых для поддержания цепной реакции, и окажется положительным, то он будет настолько мал, что потребуется сооружение системы очень больших размеров, чтобы значительно уменьшить потерю нейтронов в результате утечки. Важное значение приобрела разработка методов,

способных ответить на следующие вопросы: (1) Станет ли развиваться цепная реакция в системе урановых блоков, размещенных по графиту в виде решетки данного типа, если размеры системы будут бесконечно велики? (2) Если ответ на предыдущий вопрос положителен, то какие минимальные размеры потребуются в действительности для достижения цепной реакции? Такие минимальные размеры обычно называют критическими размерами котла. Метод подробных вычислений, основанный на измеренных значениях констант, не мог привести к цели — на это указывалось выше. Поэтому было необходимо разработать методы, которые давали бы ответ на поставленные вопросы более непосредственным образом.

Полагаясь лишь на силу и усердие, можно было бы начать сооружение системы данной структуры и продолжать это сооружение до тех пор, пока не будет фактически достигнута цепная реакция — или пока система, принявшая гигантские размеры, все-таки откажется стать критической. Ясно, что такой метод потребовал бы громадных количеств материалов, времени и труда. К счастью, достаточно точный ответ на поставленные два вопроса возможно получить и с помощью довольно малого образца исследуемой структуры. Первые эксперименты такого типа, так называемые промежуточные или экспоненциальные эксперименты, были выполнены в Колумбийском университете летом и осенью 1941 г. Была создана решетчатая структура, состоявшая из банок с окисью урана, распределенных среди примерно 30 тонн графита. Снизу к этой структуре подводился первичный источник нейтронов и подробно исследовалось распределение нейтронов по объему структуры, которое затем сравнивалось с ожидаемым теоретически.

Результаты первого эксперимента были несколько расхолаживающими. Они указывали, что в системе данного типа, даже увеличенной до бесконечных размеров, баланс нейтронов будет все еще отрицательным, а выражаясь более точно,— в каждом поколении будет теряться 13% нейтронов. Несмотря на этот отрицательный ответ, надежда на успех не оставила нас. Действительно, можно было надеяться на значительные усовершенствования в первоначальной структуре, о которых будет рассказано ниже.

В начале 1942 г. все группы, работавшие над получением цепной реакции, были объединены в Металлургическую лабораторию Чикагского университета под общим руководством Артура Комптона. Там, в поисках улучшения условий первого опыта, в течение 1942 г. было выполнено около двадцати или тридцати экспоненциальных экспериментов. Улучшения шли по двум направлениям. Одно из них состояло в усовершенствовании размеров решетки, а второе — в использовании материалов лучшего качества. Оказалось, что и графит, и уран должны иметь необычайно высокую степень чистоты, так как паразитное поглощение элементов, обычно имевшихся в виде примесей к урану и графиту, вызывало потерю значительной части нейтронов. Проблема свелась к организации промышленного производства многих тонн графита и урана неслыханной ранее

чистоты. Энергично развивалось также производство металлического урана. Вплоть до 1941 г. металлический уран производился в очень малых количествах и чаще всего сомнительной чистоты. Металлический уран выпускался по большей части в форме легковоспламеняющегося порошка, который в ряде случаев возгорался при контакте с воздухом. Спекание порошка в компактные блоки лишь немного уменьшало эти пирофорные свойства. Несколько таких блоков использовалось в экспоненциальных экспериментах, целью которых было получение информации о характеристиках систем, содержащих металлический уран. Пока шли эти опыты, блоки разгорелись настолько, что были горячими на ощупь, и мы побаивались, что они действительно могут сгореть до того, как будет окончен эксперимент.

К осени 1942 г. положение с производством материалов постепенно улучшилось. Объединенные усилия сотрудников Металлургической лаборатории и нескольких промышленных фирм помогли получать графит все лучшего и лучшего качества. Было организовано промышленное производство практически чистой окиси урана и получено некоторое количество литого металлического урана. Соответственно улучшились и результаты экспоненциальных экспериментов. Они показывали теперь, что, применяя эти сорта материалов более высокого качества, можно построить установку, в которой пошла бы цепная реакция.

Фактическое возведение первой такой установки было начато в октябре 1942 г. Было намечено построить решетчатую структуру шарообразной формы, поддерживаемую деревянной рамой. Эта структура должна была располагаться на кортах для игры в сквош[1] спортивного городка Чикагского университета. Поскольку мы были не совсем уверены в том, что намеченные размеры окажутся достаточно велики, то структура возводилась внутри громадной оболочки из прорезиненной ткани. Если бы потребовалось избавиться от паразитного поглощения в атмосферном азоте, то оболочка могла быть загерметизирована, что позволило бы выкачать из нее воздух. На деле эта предосторожность оказалась излишней.

Сооружение котла заняло несколько более месяца. В строительстве участвовало большое число физиков, в том числе У. Зинн, Г. Андерсон и В. Вильсон. Все это время с помощью измерений интенсивности нейтронов, образующихся внутри котла, постоянно контролировалось приближение к критическим условиям, условиям наступления цепной реакции. Некоторое, очень небольшое, количество нейтронов образуется из урана спонтанно. Когда размеры системы приближаются к критическим, то каждый из этих нейтронов на протяжении нескольких поколений образует конечное число новых нейтронов. Действительно, когда коэффициент размножения котла составляет, например, 99%, то каждый нейтрон образует в среднем сто поколений. Таким образом, по мере приближения к критическим размерам плотность нейтронов в котле возрастает и стре-

[1] Игра, напоминающая теннис.— *Прим. ред.*

мится стать бесконечной при достижении критического размера. Прослеживание возрастания плотности нейтронов является, следовательно, методом уверенной экстраполяции оценки критического размера.

Заметно раньше того, как размеры структуры приняли первоначально намечавшуюся величину, измерения плотности нейтронов показали, что критические условия будут вскоре достигнуты. Начиная с этого момента велось тщательное наблюдение за работой, позволявшее быть уверенным в том, что критичность не наступит внезапно, когда не будут приняты должные меры предосторожности. В оставленные специально щели в структуре были вставлены кадмиевые полосы (кадмий является одним из наиболее сильных поглотителей нейтронов). Поглощение в кадмиевых полосах было достаточно велико, чтобы при введении их в котел цепная реакция не могла начаться. Каждое утро кадмиевые полосы постепенно, одна за другой, удалялись и производилось измерение плотности нейтронов. По результатам измерения можно было судить, насколько далеко от условий критичности мы находились.

Утром 2 декабря 1942 г. результаты измерений указывали на то, что критические размеры слегка превзойдены и что в системе не происходит цепная реакция только из-за поглощения в кадмиевых полосах. Этим утром были осторожно удалены все кадмиевые полосы, кроме одной. Затем, внимательно следя за интенсивностью, мы стали постепенно выводить последнюю полосу. Судя по результатам измерений, можно было ожидать, что система станет критической при выдвижении последней полосы примерно на восемь футов. Когда было выдвинуто около семи футов, то интенсивность возросла до очень большого значения, но через несколько минут все-таки задержалась на конечном уровне. Распоряжение выдвинуть полосу еще на полтора фута было отдано с некоторым трепетом: делался решающий шаг. Когда полтора фута полосы были удалены из котла, интенсивность начала подниматься сначала медленно, затем быстрее, и продолжала возрастать, пока не стало ясно, что она действительно может стать бесконечно большой. Тогда в структуру были снова введены кадмиевые полосы и интенсивность быстро упала до очень малого уровня.

Этот прототип установки, использующей цепную реакцию, оказался очень легким в управлении. Можно было очень точно установить интенсивность ее работы на желаемом уровне. Оператору оставалось только смотреть за показаниями индикатора интенсивности и вдвигать кадмиевые полосы, если интенсивность обнаруживала тенденцию к возрастанию, или выдвигать их, если интенсивность падала. Управлять котлом так же легко, как вести автомобиль по прямой дороге, подправляя руль всякий раз, когда автомобиль склонен повернуть направо или налево. Через несколько часов тренировки оператор может без затруднений удерживать интенсивность реакции постоянной с точностью до доли процента.

Первый котел не содержал никаких устройств для отвода тепла, образующегося при реакции, и не имел защиты от излучения, возникающего при делении. По этим причинам мощность, при которой мог работать

котел, имела только символическое значение; она никогда не превышала двухсот ватт. Тем не менее с помощью первого котла было доказано, что цепная реакция в системе из графита и естественного урана возможна и что она легко управляема.

Для превращения этого нового ремесла в отрасль промышленности потребовалось еще очень много научных и инженерных разработок. Благодаря совместным усилиям всех сотрудников Металлургического проекта и компании Дюпон всего лишь примерно через два года после опытного запуска первого котла в Хэнфорде заработали первые большие котлы-заводы. Они работают практически на том же самом принципе и производят огромное количество энергии и относительно большие количества нового элемента, плутония.

К статье 114

Вскоре у Ферми появилась еще одна возможность высказать публично свои взгляды на атомную энергию. Его пригласили выступить на состоявшемся с 16 по 18 мая 1946 г. в Питтсбурге форуме, посвященном сотой годовщине со дня рождения Джорджа Вестингауза. Этот форум, названный «Наука и жизнь на Земле», был организован Образовательным фондом Вестингауза с целью суммирования итогов научного развития за годы войны и обсуждения следствий из них.

Темой своего выступления на секции «Будущее атомной энергии» Ферми выбрал мирное использование атомной энергии. Возможность использования реакторов для получения различных видов энергии заинтересовала Ферми уже на ранней стадии исследований (см., например, статьи 108 и [Б 221]). Он понимал, что хотя при этом встретятся большие технические, экономические и особенно политические трудности, но использование нейтронов и радиоактивных веществ в научной методике может привести к существенному увеличению объема знаний в самых различных областях. Интересно, что он, как и предыдущий оратор, Р. Оппенгеймер, упомянул о предложении организовать международное агентство по контролю за атомной энергией. Многие ученые из числа тех, кто разрабатывал атомную бомбу, после войны признали необходимость международного контроля и настаивали на его создании.

Г. Андерсон

114

АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ ДЛЯ МИРНЫХ ЦЕЛЕЙ *

Темой моего выступления будет мирное использование атомной энергии. Эта тема более приятна для обсуждения, чем та, о которой говорил д-р Оппенгеймер [1]. Однако они настолько взаимосвязаны, что мы, к сожалению, не можем ожидать особенно плодотворных результатов для человечества от мирного использования атомной энергии, если не будет найдено удовлетворительного решения многочисленных проблем предотвращения разрушительного использования ее военных возможностей.

Если, приняв оптимистическую точку зрения — человечество окажется настолько сознательным, что сможет избегнуть опасностей атомного оружия и страха перед ним,— попытаться заглянуть в будущее, то можно задаться вопросом о возможных путях развития атомной энергии как созидающей силы.

---

* *Atomic Energy for Power.* The George Westinghouse Centennial Forum. Science and Civilization.— The Future of Atomic Energy (May 1946).

[1] Р. Оппенгеймер выступил с сообщением «Будущее атомного оружия».— *Прим. ред. итало-амер. издания.*

Конечно, как вы понимаете, любые ответы на такой вопрос могут носить только крайне ориентировочный характер. Можно пытаться перечислить направления будущего развития, но невозможно сделать этот перечень даже приблизительно исчерпывающим.

Обсуждение я хотел бы начать с использования ядерных реакций для управляемого получения полезной мощности. Вот уже более трех лет работают использующие цепную реакцию котлы, скорость производства энергии в которых легко контролируется. Если при работе первого котла выделялось не более 200 *вт*, то мощность последующих установок возросла в огромное число раз. Котлы, созданные в Хэнфорде для синтеза плутония, производят энергию в количествах, сравнимых с производительностью самых мощных гидроэлектростанций.

Однако в построенных до сих пор котлах энергия выделяется при таких низких температурах, что практически не может быть использована. Энергия хэнфордских установок фактически растрачивается на крайне неконструктивную цель — на нагревание (и то ненамного) воды в реке Колумбия.

Большинство из вас знает, я полагаю, что физической основой цепной реакции служит деление урана. Это явление было открыто незадолго до начала войны Отто Ганом и Штрассманом, работавшими в Берлине, и заключается в том, что при падении нейтрона на ядро урана оно испытывает весьма «насильственный» вид распада. Ядро расщепляется на два осколка, разлетающиеся с очень большими скоростями, и при этом выделяется относительно огромное количество энергии.

Но цепная реакция осуществляется вовсе не благодаря большому количеству выделяющейся энергии, а благодаря тому, что наряду с испусканием продуктов деления происходит испускание нескольких нейтронов. Если предположить, например, что при каждом акте деления испускается 2 нейтрона и что все образующиеся в системе нейтроны вызывают новые акты деления, то получатся условия, ведущие к цепной реакции взрывного характера. Действительно, если в систему описанного типа ввести 1 первичный нейтрон, то он произведет деление, и появятся 2 нейтрона. Каждый из них, в свою очередь, произведет 2 нейтрона и т. д.

Итак, число нейтронов будет удваиваться за каждый шаг, или «поколение». Поэтому их число будет быстро увеличиваться, так что реакция становится крайне интенсивной и выделяется огромное количество тепла. Такое внезапное высвобождение энергии приводит к атомному взрыву. О системе, подобной описанной, говорят, что ее коэффициент размножения равен 2, так как в каждом поколении 1 нейтрон вызывает появление 2 новых нейтронов.

При конструировании бомбы цель заключается в достижении условий, при которых энергия высвобождается как можно быстрее. Для этого требуется, чтобы время жизни поколения было как можно меньше, а число нейтронов в каждом поколении должно возрастать как можно больше. Для уменьшения времени жизни поколения надо использовать быстрые

нейтроны. Для максимально возможного увеличения коэффициента размножения надо расположить вещества таким образом, чтобы к новым актам деления приводила максимальная доля нейтронов, т. е. чтобы получить наибольшее возможное число новых нейтронов.

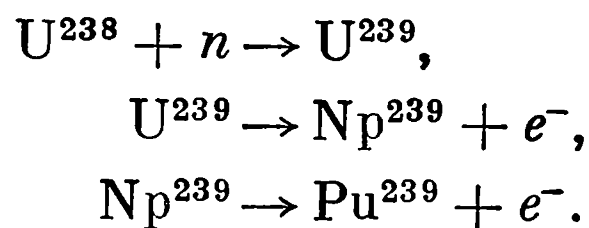
Если же мы хотим получить управляемую цепную реакцию, то коэффициент размножения должен быть очень близок к 1; кроме того, отпадает необходимость в малых длительностях поколения. Действительно, сравнительно большие времена жизни поколения окажутся, пожалуй, более подходящими, так как при этом облегчится управление реакцией. Итак, для управляемой цепной реакции можно использовать медленные нейтроны.

Между бомбой и управляемой цепной реакцией имеется и более существенное различие. Быстрая реакция, используемая в бомбе, происходит на «драгоценном» делящемся веществе типа U^{235}, который выделяется из урана в Ок-Ридже, штат Теннесси, или плутония — нового элемента, производимого в Хэнфорде, штат Вашингтон.

Управляемая цепная реакция, напротив, может быть получена на естественном уране. Это вещество было использовано для получения первой цепной реакции по той простой причине, что «драгоценных» делящихся веществ тогда не было и в помине. Это вещество используется также во всех построенных до сих пор промышленных котлах. Естественный уран представляет собой по существу смесь U^{238}, составляющего около 99,3%, и U^{235}, составляющего около 0,7%. Именно это ничтожное количество U^{235} делает цепную реакцию возможной, так как бомбардировка U^{238} медленными нейтронами не приводит к делению.

Цепную реакцию легко получить, если использовать чистый U^{235}, так как при этом отсутствует паразитное поглощение, связанное с U^{238}. При использовании естественного урана задача существенно усложняется, так как в этом случае положительный избыток нейтронов в каждом поколении настолько мал, что для получения коэффициента размножения, большего единицы, необходимо свести до минимума все неизбежные потери.

Итак, с этой точки зрения присутствие U^{238} очень нежелательно. Но, с другой стороны, U^{238} играет очень существенную роль в производстве плутония. Действительно, при реакции происходит преобразование U^{238} в плутоний. Механизм этого преобразования описывается следующими ядерными процессами:



$$U^{238} + n \rightarrow U^{239},$$
$$U^{239} \rightarrow Np^{239} + e^-,$$
$$Np^{239} \rightarrow Pu^{239} + e^-.$$

Первая из этих реакций описывает поглощение нейтрона ядром U^{238}, превращающегося при этом в изотоп U^{239}. Как указывается второй реакцией, U^{239} является нестабильным изотопом урана, распадающимся с ис-

пусканием электрона и превращающимся в изотоп нового элемента, нептуния, с зарядом 93 и массой 239.

Превращение урана в нептуний занимает около получаса. Образовавшийся Np^{239}, как видно из третьей реакции, также нестабилен и распадается с испусканием электрона, превращаясь за несколько дней в конечный продукт реакции, Pu^{239}. Если рассмотреть суммарный баланс цепной реакции этого типа, то станет ясно, что U^{235} будет постепенно расходоваться на поддержание реакции, а U^{238} будет медленно превращаться в Pu^{239}.

Чтобы котел, использующий цепную реакцию, работал на постоянном уровне, коэффициент размножения должен быть равен 1. Если он больше 1, то интенсивность возрастает; если он меньше 1, то интенсивность падает. Поэтому оператор должен иметь возможность придать коэффициенту размножения любое желаемое значение вблизи 1. Для этого обычно используются так называемые «управляющие стержни». Эти стержни, сделанные из вещества, сильно поглощающего нейтроны, оператор может вводить в котел на точно определенную глубину.

Число нейтронов, поглощаемых стержнями и, значит, удаляемых из участия в реакции, зависит от той глубины, на которую введены стержни в котел. Следовательно, коэффициент размножения также будет зависеть от положения стержня. Он будет максимален, когда стержень выведен наружу, и минимален, когда стержень полностью введен внутрь котла.

Условия обычно подбираются таким образом, чтобы коэффициент размножения был равен 1 при некотором среднем положении стержня, называемом «критическим положением». При дальнейшем выдвижении стержня коэффициент размножения становится больше 1, а при введении стержня — меньше 1.

Если оператору надо увеличить скорость реакции, то стержень выдвигается из котла настолько, чтобы коэффициент размножения стал немного больше 1. Число нейтронов при этом постепенно возрастает. Если оператор хочет уменьшить скорость реакции, то все, что он должен для этого сделать,— это вдвинуть стержни в котел несколько дальше критического положения. Тогда коэффициент размножения становится меньше 1 и скорость реакции постепенно уменьшается. Если мощность должна оставаться на постоянном уровне, то оператор устанавливает стержни в критическое положение.

Из сказанного ясно, что задача управления скоростью реакции в котле принципиально очень проста. Опыт показал, что задача управления действительно может быть очень просто решена и на практике. Искусством сохранения режима работы котла неизменным можно полностью овладеть за несколько часов (независимо от того, для производства какого — большого или малого — количества энергии предназначен котел). Нетрудно также сохранить интенсивность котла на любом заданном постоянном уровне, если стержни будут перемещаться с помощью механиче-

ских устройств, управляемых автоматически. В этом случае оператору остается только следить за панелью управления.

Главная техническая трудность, мешающая в настоящее время практическому использованию атомной энергии, состоит в следующем. Во всех построенных до сих пор установках, использующих цепную реакцию, выделение энергии происходит при очень низкой температуре. Это, несомненно, в значительной мере объясняется тем, что основная цель, преследовавшаяся при создании котлов во время войны, состояла не в выработке полезной мощности, а в производстве плутония. По этой причине не делалось никаких попыток сконструировать котел из материалов, способных выдержать очень высокие температуры, так как такие попытки безусловно задержали бы, и весьма значительно, достижение основной цели.

Важно отметить следующее. Температура, при которой может производиться энергия с помощью цепной реакции, насколько известно, практически ничем не ограничена. Действительно, существуют основания полагать, что при взрыве атомной бомбы могут быть получены температуры выше 1 000 000 градусов (Цельсия). Для установок, предназначенных для работы на постоянном режиме, практическое ограничение накладывается только тугоплавкостью используемых материалов. В этом смысле выбор материалов очень критичен, так как надо учитывать не только их способность выдерживать высокие температуры, но и вредное влияние, которое оказывает внесение посторонних материалов в котел на саму ядерную реакцию. Это вредное влияние обусловлено тем фактом, что большинство веществ в большей или меньшей степени поглощают нейтроны. Поэтому введение любого вещества (например, теплоносителя для отвода тепла от котла или оболочки труб, по которым подается теплоноситель) приводит к потерям нейтронов. Если эти потери настолько велики, что коэффициент размножения станет меньше 1, то реакция остановится.

Возникает вопрос: можно ли высвободить большое количество энергии?

Основным топливом в котлах Хэнфордского типа является U^{235}, составляющий всего 0,7% по весу в естественном уране. Энергия урана, освобождающаяся при делении, приблизительно в 3 000 000 раз больше энергии того же весового количества угля. Если используется только 0,7% урана, то практически величина этого отношения будет около 20 000. Эти числа говорят о важности разработки методов полного использования энергии урана.

В ближайшем будущем нахождение технического решения этой проблемы вряд ли станет весьма неотложной задачей, так как пока что существуют довольно большие урановые залежи, разработка которых требует сравнительно низких затрат. Однако если последующее развитие пойдет по пути получения больших количеств энергии с помощью U^{235}, то богатые залежи урана будут быстро выработаны и придется переходить к использованию очень бедных руд, что повлечет за собой возраста-

ние стоимости основного вещества на несколько порядков. Естественно, что в этом случае полное использование энергии, запасенной в уране, станет гораздо более важной проблемой. С другой стороны, энергетическая значимость 1 фунта урана настолько велика, что даже огромное возрастание стоимости этого вещества может не помешать использованию его в качестве источника энергии. Три миллиона тонн угля, эквивалентные по энергетическому содержанию 1 тонне урана, стóят около 8 миллионов долларов. Поэтому в смысле стоимости сырья уран и уголь станут равноценными при цене на уран в 4 000 долларов за фунт. До войны стоимость урана составляла около 2 долларов за фунт, так что даже при возрастании примерно в тысячу раз по сравнению с довоенной ценой она еще может остаться экономически выгодной.

Можно думать, что в ближайшие 20—30 лет общая схема производства атомной энергии будет, по-видимому, выглядеть следующим образом. В больших основных установках будет производиться громадное количество энергии, которая для нужд местного потребления будет превращаться в энергию пара или электричества. Помимо непосредственного производства энергии эти большие установки могут также вырабатывать плутоний. Он будет извлекаться и передаваться на малые установки для использования в них в качестве первичного топлива вместо урана. Широкое использование относительно маломощных установок явилось бы достоинством этого плана, так как при этом весьма значительно уменьшились бы трудности распределения.

Общая схема такого типа недавно обсуждалась в докладе Государственного департамента [2], который интересно прокомментировал д-р Оппенгеймер. Согласно этому докладу, большие основные установки, производящие плутоний, так же как и все источники урана и тория, должны находиться в распоряжении международного агентства, которое будет выделять или продавать «денатурированный» плутоний отдельным потребителям. Авторы доклада считают, что «денатурирование» плутония с тем, чтобы сделать его использование для военных целей весьма непростым и крайне трудоемким делом, вероятно, окажется возможным. Поэтому они выражают надежду на то, что будет возможно осуществлять лишь минимальный международный контроль над потребителями «денатурирован-

---

[2] Упоминаемый в выступлении Ферми доклад Государственного департамента США известен под названием доклада Ачесона (тогда заместителя государственного секретаря) — Лилиенталя (вскоре ставшего первым председателем Комиссии по атомной энергии США). Основанный на этом докладе план международного «контроля» был представлен сенатором Б. Барухом на первой сессии Комиссии по атомной энергии ООН в июне 1946 г.

Этот проект не был направлен на запрещение и уничтожение атомного оружия. Прикрываясь фразами о международном контроле, пресловутый план Баруха был нацелен на то, чтобы при сохранении в распоряжении США атомного оружия поставить под американский контроль источники атомного сырья, научно-исследовательские работы в области атомной энергии, развитие атомной техники и промышленности во всем мире.— *Прим. ред.*

ного» плутония, не опасаясь тайного использования плутония для создания оружия.

Привлекательной чертой доклада является, на мой взгляд, то, что в нем отрицаются шансы на успех у системы, основанной на запрещениях и только на запрещениях. Я опасаюсь, однако, что оценка, данная в докладе трудностям предотвращения использования «денатурированного» плутония для военных целей, может быть истолкована общественным мнением несколько чересчур оптимистично. Нельзя отрицать тот факт, что возможность применения плутония для агрессивной войны представляет для промышленного использования атомной энергии гораздо бóльшую трудность, чем любые предвидимые технические затруднения. Задача предотвращения такой возможности является по существу политической, а не технической, и я не вижу больших оснований надеяться на ее разрешение, если только в ближайшие годы не изменятся кардинально сами основы взаимоотношений между нациями.

Возвращаясь к техническим проблемам, я хотел бы упомянуть еще об одной особенности атомно-энергетических установок, которая может серьезно помешать широкому их распространению. В процессе деления, являющемся основой получения атомной энергии, выделяется не только энергия, но также и излучение различного типа (в частности, нейтроны и гамма-лучи). Если котел не окружен защитой, то исходящая от него радиация имеет настолько огромную интенсивность, что любое живое существо, оказавшееся около незащищенной работающей установки, очень скоро погибнет. Поэтому безусловной необходимостью является защита котла веществами, способными предотвратить распространение этого смертоносного излучения. В принципе при решении этой задачи не возникает никаких трудностей. Достаточно, например, окружить котел бетонной защитой толщиной в несколько футов, чтобы полностью исключить всякую опасность. Однако не существует способов уменьшения радиации, которые не использовали бы очень тяжелую защиту. Действительно, во многих обсуждавшихся конструкциях котла подавляющая часть общего веса установки падает на защиту. Необходимость экранирования котла тяжелой защитой не позволит осуществить несколько возможных вариантов использования атомной энергии. По-видимому, не удастся, например, сконструировать достаточно легкую энергетическую установку, которую можно было бы использовать в автомобиле или самолете обычных размеров. Самым миниатюрным передвижным агрегатом, на который можно будет установить атомно-энергетическую установку, явится, видимо, большой локомотив.

Подводя итоги проведенного обсуждения, можно определенно утверждать, что постепенное превращение энергии атома в один из основных источников потребляемой энергии технически осуществимо. Если такие ожидания оправдаются, то немаловажным достоинством может оказаться практически ничтожный вес топлива. Эта черта, в частности, может существенно облегчить энергоснабжение труднодоступных районов, распо-

ложенных вдали от угольных месторождений. Она может также оказаться весьма ценным качеством для передвижных энергоустановок, например, для корабельных двигателей. Недостатком атомной энергии являются некоторые технические ограничения ее применимости. Наиболее серьезное из них состоит, видимо, в том, что невозможно создать легкую энергоустановку. Кроме того, при работе атомных установок появятся специфические трудности, как, например, необходимость иметь дело с высоко радиоактивными веществами, что повлечет за собой необходимость (по крайней мере, в течение некоторого заметного периода времени) пользоваться услугами специально подготовленного персонала. Но главным препятствием на пути развития атомной энергетики будет трудность организации крупномасштабного развития атомной промышленности при соблюдении условий международной безопасности. Здесь возникнут проблемы, решить которые будет гораздо труднее, чем осуществить необходимые технические усовершенствования. Потребуется огромная политическая мудрость, чтобы найти правильный путь между необходимостью рассеять международные опасения, возникающие при сохранении технических деталей в секрете, и между опасностью взвалить на мир, который, видимо, еще не готов отказаться от войны, груз подробностей способа изготовления ужасного нового средства войны. Кроме того, этот путь должен быть найден за относительно небольшое время, по истечении которого «секретные» сведения станут общеизвестными, так как они будут переоткрыты учеными и инженерами других стран.

Может возникнуть вопрос: мудро ли поступили ученые, преподнеся государственным деятелям всего мира эту ужасную задачу? В действительности же иного пути не было. После того как совершено некоторое кардинальное открытие, любые попытки задержать его воплощение были бы столь же тщетны и беспочвенны, как надежды на то, что Земля перестанет вращаться вокруг Солнца.

Использование атомной цепной реакции в мирных целях не исчерпывается производством энергии. Имеются и другие возможности, может быть, уступающие производству энергии по непосредственной экономической выгоде, но в конечном счете могущие оказаться наиболее плодотворным направлением развития. Работающий котел является средством получения радиоактивных веществ, активность которых на несколько порядков больше активности любого из ранее получавшихся источников. Часть этих радиоактивных веществ получается непосредственно в результате процесса деления: осколки, на которые расщепляется атом урана, представляют собой радиоактивные изотопы элементов средней части периодической системы. Эти радиоактивные элементы могут быть выделены химически. Другая часть радиоактивных веществ может быть получена следующим образом. При работе котла непрерывно испускается большое число нейтронов. Любое вещество, внесенное в котел, подвергается интенсивному облучению потоком этих нейтронов. Когда нейтрон попадает в ядро вещества, то происходят различные ядерные реакции, и многие из них при-

водят к образованию радиоактивных изотопов. Этим способом большинство элементов может быть получено в радиоактивной форме. Времена жизни полученных изотопов колеблются от долей секунды до нескольких тысяч лет. Среди наиболее важных искусственных радиоэлементов следует упомянуть углерод-14, живущий около трех тысяч лет. Радиоактивные вещества могут быть применены для самых различных целей. Испускаемое ими излучение эквивалентно излучению радия и может быть использовано для медицинских целей в гораздо большем масштабе, чем это было возможно с радием. Так, с точки зрения радиотерапии высказывалась надежда на то, что удастся использовать преимущества, которые сулит возможность получения самых различных химических элементов в радиоактивном виде: химические свойства можно будет применить для сосредоточения активного вещества в том органе, который подлежит облучению.

Еще бóльшие надежды возлагаются на возможность использования значительных количеств радиоактивных веществ в качестве индикаторов. Особенно заманчивым в этом смысле является, видимо, использование углерода-14 в качестве индикатора на углерод в исследованиях по органической химии и биохимии. Ожидается, что использование углерода-14 в биологии позволит легко проследить за реакциями с участием углерода в сложных химических процессах жизни. Можно надеяться, что углерод-14 будет достаточно доступен, чтобы оказалось возможным широко развернуть исследования в этом направлении.

И если то влияние, которое окажут на науку эти новые методы, приведет к более эффектным последствиям, чем экономичный и удобныи источник энергии или ужасающая разрушительная сила атомной бомбы, то это не будет слишком удивительно.

К статьям 115—118, 121 и 122

Вернувшись в Чикаго после окончания войны, Ферми вновь обратился к замыслам 1943 г.— использованию интенсивного нейтронного пучка реактора СР-3, находившегося в старой Аргоннской национальной лаборатории. Присутствие Ферми в Чикаго повлияло на решение Комиссии по атомной энергии США выбрать участок вблизи Чикаго в качестве места для Аргоннской национальной лаборатории. Ферми и Л. Маршалл работали там с 1946 г., а весной 1947 г. к ним присоединился и я; мы регулярно, около трех раз в неделю, ездили на старый Аргоннский участок.

Одной из областей интересов Ферми было использование интерференции нейтронов для изучения структуры жидких и твердых тел. В результате на следующий год Оуэн Чемберлен стал делать диссертацию по дифракции нейтронов на жидких металлах (Phys. Rev., 1950, 77, 305).

В то время Ферми интересовали также измерения магнитных моментов радиоактивных ядер, которые в изобилии могли поставляться реактором. Он принялся за конструирование аппаратуры для исследования молекулярных пучков. Мы работали с ним над этой задачей до тех пор, пока не стало ясно, что только для размещения заказов на изготовление аппаратуры потребуется несколько месяцев. В конце концов его усилия привели к появлению в Аргоннской национальной лаборатории направления по молекулярным пучкам. Но прежде чем это направление стало приносить плоды, Ферми увлекся мезонной физикой.

Более продуктивной областью исследований Ферми в Аргоннской лаборатории было изучение фазовых сдвигов при рассеянии медленных нейтронов; это направление выросло из ранних экспериментов, делавшихся им с Андерсоном и Л. Маршалл (статьи 104 и 105). Кроме того, Ферми хотел получить пучок поляризованных нейтронов и занялся брэгговской дифракцией на магнетите. Однако он не стал продолжать работ с пучками поляризованных нейтронов, видимо, потому, что в Аргоннской лаборатории основные работы по этому направлению велись Д. Юзом и его сотрудниками.

Для всех экспериментов Ферми в Аргоннской лаборатории характерны сравнительная простота использованного оборудования и упор на физические идеи. Этот период времени великолепно продемонстрировал способность Ферми выбирать именно те области исследования, где его усилия были бы наиболее плодотворны.

А. Ваттенберг

К статье 115

Эта статья явилась результатом интереса Ферми к экспериментам В. Штурма, который с помощью разработанного Ферми селектора скоростей и разработанного Зинном кристаллического спектрометра подробно изучал энергетическую зависимость сечений Be и BeO (в форме кристаллических порошков) для медленных нейтронов. Дискуссии между Ферми, Штурмом и Саксом привели к интерпретации данных на языке эффектов кристаллической структуры. Хотя подробная теория рассеяния медленных нейтронов на кристаллах была известна уже давно, Ферми по-своему и очень

просто получил существенные характеристики энергетической зависимости сечения для образцов в виде порошка. Его аргументы представлены в статье, но для завершения анализа данных использовалась более подробная теория.

Как раз в то время Ферми искал методы измерения длин рассеяния нейтронов для различных ядер. Длина когерентного рассеяния интересна в связи с целым рядом фундаментальных вопросов, в том числе со спиновой зависимостью рассеяния нейтронов и положением ближайшего нейтронного резонанса. Для этого последнего вопроса особый интерес представляло определение знака длины рассеяния. При нашем обсуждении интерпретации данных по BeO быстро выяснилось, что эти результаты очень чувствительны к относительному знаку длин рассеяния бериллия и кислорода, и был развит метод для определения этого знака. Фактически, статья 115 является оригинальной иллюстрацией довольно мощного метода определения относительного знака и величины длин рассеяния двух ядер, применимого в тех случаях, когда эти ядра могут образовывать кристаллическое соединение.

Р. Сакс

115

ПРОПУСКАНИЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ВЕЩЕСТВАМИ *[1]

(Совместно с В. Штурмом и Р. Саксом)

Определено пропускание микрокристаллических Be и BeO для монохроматических медленных нейтронов. Источником нейтронов являлся Аргоннский котел с тяжелой водой. Нейтроны монохроматизировались в области малых энергий с помощью механического селектора скоростей, а в области более высоких энергий с помощью нейтронного кристаллического спектрометра. Результаты прекрасно согласуются с теорией упругого рассеяния на кристаллах. Из сравнения результатов для BeO с теорией найдено, что амплитуды рассеяния на Be и O имеют одинаковый знак. Этот метод можно использовать для определения относительных фаз рассеяния и других пар ядер, которые могут образовывать кристаллическое соединение. Образец должен состоять из кристаллов с линейными размерами меньше микрона. В разделе 5 обсуждаются другие возможные источники расхождения между теорией и экспериментом.

---

* *The Transmission of Slow Neutrons through Microcrystalline Materials.* (With W. Sturm and R. Sachs.) Phys. Rev., 1947, 71, 589—594.

[1] Эта статья основывается на исследованиях, выполненных в Аргоннской национальной лаборатории в рамках Манхэттенского проекта. Статья представлена к рассекречиванию 27 ноября 1946 г.

1. Введение

Измерение эффективного сечения рассеяния медленных нейтронов на кристаллических веществах представляет значительный интерес в связи с вопросами диффузии нейтронов. Если вещество состоит из ядер с малым сечением поглощения, то сечение рассеяния может быть определено по измерениям коэффициента пропускания медленных нейтронов. Известно, что определенное таким образом сечение рассеяния является очень чувствительной функцией энергии нейтронов, которая обнаруживает резкие колебания при малых изменениях энергии. Эти колебания связываются с появлением брэгговских отражений от соответствующих плоскостей тех микрокристаллов, которые ориентированы должным образом. Форма кривой пропускания для веществ, состоящих из атомов одного вида, была определена теоретически Халперном, Хаммермешем и Джонсоном [2] и Вайнштоком [3]. Обобщение на многоатомные вещества достигается просто и будет дано в разделе 4.

С доступными теперь интенсивными источниками монохроматических нейтронов возможно добиться довольно точного измерения кривой пропускания как функции от энергии. Измерения этого типа были проведены для микрокристаллических Be и BeO. Целью настоящей статьи является сообщение этих результатов и сравнение их с теорией. В частности, в разделе 4 будет показано, как из этих результатов можно найти относительные фазы рассеяния на Be и O.

В разделе 2 обсуждаются экспериментальные методы получения пучков монохроматических нейтронов, а в разделе 3 приводятся экспериментальные результаты, полученные с этими пучками. В разделе 4 содержится обсуждение теории и, в частности, ее приложения к веществам, содержащим атомы более чем одного вида. Пределы применимости теории рассматриваются в разделе 5.

2. Экспериментальный метод

Требующиеся для экспериментов пучки моноэнергетических нейтронов получались с помощью двух селекторов скоростей, связанных с тяжеловодным котлом Аргоннской национальной лаборатории. Одним из них был механический селектор скоростей (впервые использованный Ферми, Маршаллом и Маршалл), модифицированный Бриллом и Лихтенбергером [4]. Этот селектор, использующий вращающийся кадмиевый затвор

[2] O. Halpern, M. Hammermesh, M. H. Johnson. Phys. Rev., 1941, 59, 981.

[3] R. Weinstock. Phys. Rev., 1944, 65, 1.

[4] Этот селектор скоростей будет описан в последующих статьях Э. Ферми, Л. Маршалл и Дж. Маршалла (статья 105.— *Прим. ред.*) и Т. Брилла и Г. Лихтенбергера. Мы помещаем описание использованного нами прибора до публикации этих статей с разрешения упомянутых авторов.

и соответствующие временные устройства, мог быть применен для измерения сечений в области энергий нейтронов от 0,004 до 0,20 *эв*. Второй селектор, позволивший в одном случае продолжить измерения до 1,0 *эв*, использует моноэнергетические пучки нейтронов, отраженные от LiF(100) в кристаллическом спектрометре нейтронов, который был описан ранее [5].

Вращающийся затвор механического селектора скоростей периодически освобождал «сгусток» нейтронов, который после прохождения известного расстояния между затвором и детектором нейтронов попадал на детектор. С помощью записи показаний детектора в течение коротких известных интервалов времени после освобождения начального сгустка и в течение времени прохождения сгустка через счетчик было возможно регистрировать нейтроны только в очень малых интервалах скоростей. Вводя образец микрокристаллического вещества в периодический пучок, освобождаемый затвором, и измеряя долю нейтронов, рассеиваемых образцом в каждом малом энергетическом интервале, было возможно найти пропускание вещества как функцию энергии. По измеренному пропусканию вычислялись значения эффективного сечения рассеяния для этих энергетических интервалов.

Источником нейтронов служил пучок от графитовой тепловой колонны реактора, коллимировавшийся тремя последовательными щелями в поглотителе до площади $^3/_4 \times 3$ *дюйм*^{2}. Спектр нейтронов этого источника имел вид примерно максвелловского распределения по скоростям с максимумом около 0,04 *эв*. Интенсивность нейтронов в области 0,004 до 0,20 *эв* была достаточна для наших измерений; интенсивность вне этой области была в общем случае слишком низка для использования. Пройдя через затвор, прерывистый пучок падал на поглотитель и достигал детектора, расположенного в 150 *см* от вращающегося цилиндра. Детектором служил располагавшийся перпендикулярно пучку пропорциональный счетчик с BF_3, диаметром 3,8 *см* и длиной 11 *см*, с центральной проволочкой толщиной 0,002 дюйма. Для увеличения эффективности счета в качестве наполнителя использовался газ, обогащенный изотопом B^{10}. Для уменьшения влияния нейтронного фона весь счетчик, исключая отверстие для впуска пучка, окружался защитным слоем карбида бора толщиной 2,5 *см*.

Измерения пропускания при различных энергиях состояли в сравнении интенсивностей пучка, которые были зарегистрированы при наличии рассеивающего образца на пути пучка и без образца. Для оценки суммарной интенсивности нейтронов, проникающих через защиту, и быстрых нейтронов, прошедших через закрытый затвор, при каждой энергии производилась вторая серия аналогичных измерений. При этом затвор останавливался и ставился в такое положение, которое он должен

---

[5] W. J. Sturm, S. H. Turkel. Phys. Rev., 1946, **70**, 103; W. H. Zinn. Phys. Rev., 1946, **70**, 102.

занимать в то время, когда сигнал детектора посылается на регистратор. Эта интенсивность во всех случаях была меньше 5% от полного потока в каждом энергетическом интервале, достигая этого значения только на краях энергетической области. Затем вычислялось пропускание с помощью соотношения

$$T = \frac{R\,(a)}{R\,(o)},$$

где R (a) — скорость счета при постановке образца в пучок, исправленная на фон; R (o) — скорость счета для «открытого» пучка, исправленная аналогичным образом.

3. Результаты

А) *Бериллий.* Образец для измерений был приготовлен из блока очень чистого микрокристаллического металлического бериллия, превращенного в стружку на токарном станке. Эти стружки измельчались далее растиранием в ступке (и ступка, и пестик были из бериллия); окончательное измельчение достигалось с помощью шаровой мельницы из бериллия. Затем путем прессования был приготовлен цилиндрический диск вещества диаметром 3,25 дюйма и поверхностной плотностью 2,45 *г/см*^{2}. Сечение на один атом, показанное на рис. 1, вычислялось из соотношения

$$\sigma = -\ln\frac{T}{N},$$

где N — число атомов Be на 1 *см*^{2}, а T — пропускание образца, измеренное описанным выше образом. Сплошная линия соответствует теоретическим предсказаниям. Для нахождения ошибок определяемых сечений каждой из четырех измеряемых компонент величины пропускания приписывалась статистическая погрешность, равная корню квадратному из числа отсчетов. Так как на границах энергетической области интенсивности были наименьшими, то измерения сечений при этих энергиях обнаруживают наибольшую статистическую погрешность.

Б) *Окись бериллия.* Для измерения сечения рассеяния этого соединения был использован блок BeO, приготовленный из очень мелкого порошка путем спекания. По измерениям пропускания вычислялись величины сечения, которые очень хорошо согласуются (см. рис. 2) с теоретической оценкой, приводимой далее.

Для окиси бериллия измерения делались не только на механическом селекторе скоростей, но и повторялись на кристаллическом спектрометре нейтронов в области от 0,04 до 0,2 *эв* и были расширены этим методом до 1,0 *эв*.

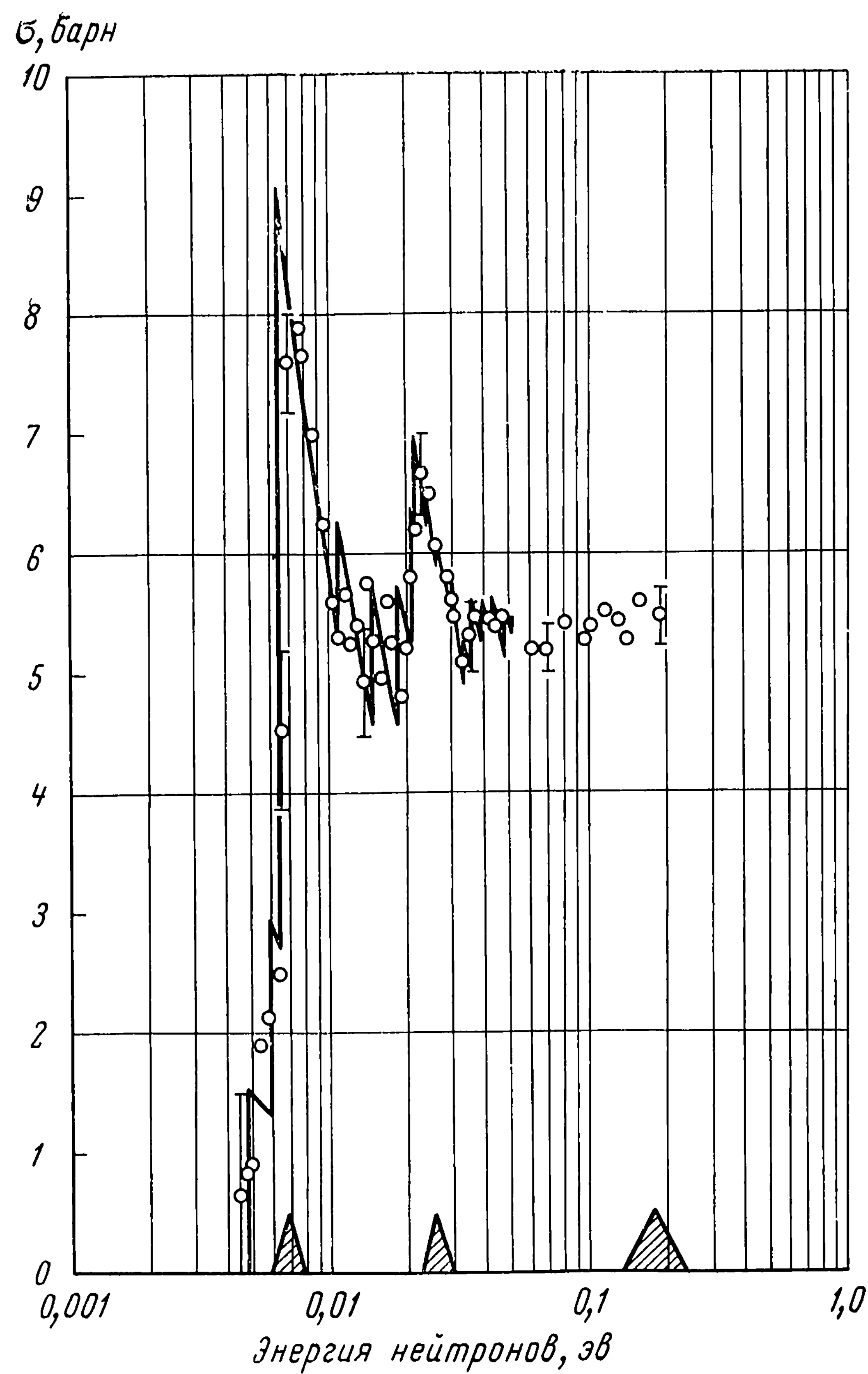


Рис. 1. Сечение рассеяния микрокристаллического Be

Сплошной линией изображено сечение, вычисленное по формулам раздела 4; треугольники внизу указывают разрешение прибора в различных областях энергий

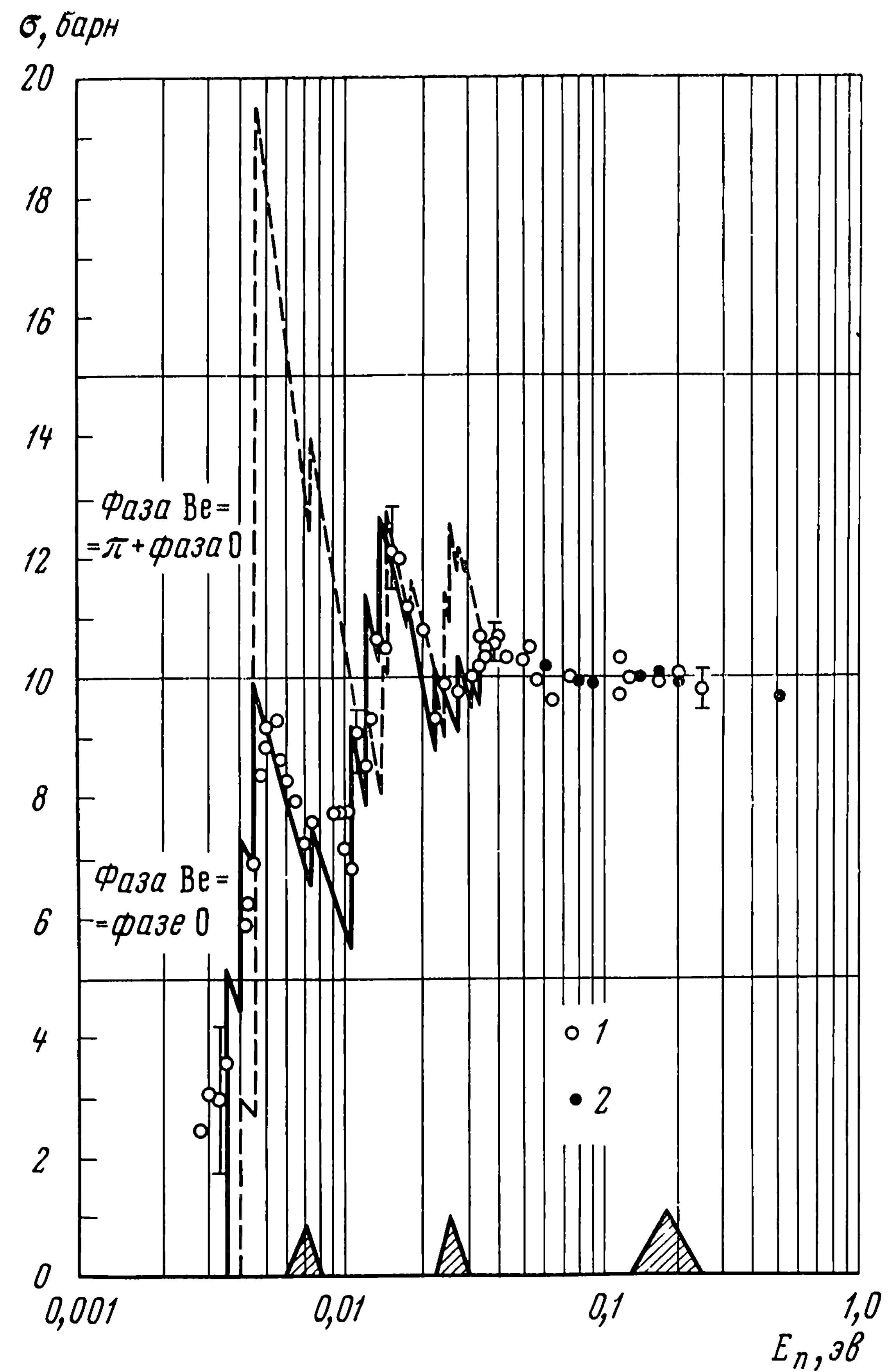


Рис. 2. Сечение рассеяния микрокристаллического BeO

Сплошной и пунктирной линиями показаны теоретические кривые для одинаковых и противоположных фаз рассеяния соответственно; *1* — данные механического селектора скоростей; *2* — данные кристаллического спектрометра; результаты показывают, что фаза Be совпадает с фазой кислорода

4. Теория

Хотя теория когерентного рассеяния нейтронов на микрокристаллических веществах уже создана [2,3], все же, видимо, стоит обратить внимание на физические факторы, влияющие на результат. С этой целью рассмотрим пучок нейтронов, движущихся в данном направлении и падающих на отдельный микрокристалл. Предполагается, что длины волн нейтронов пучка равномерно распределены от λ до $\lambda + \Delta\lambda$. Ориентация микрокристалла такова, что одна из длин волн в интервале $\Delta\lambda$ испытывает брэгговское отражение от некоторой определенной совокупности плоскостей кристалла. Далее, поскольку рассеянная волна испытывает конструктивную интерференцию, интенсивность рассеяния пропорциональна квадрату числа центров рассеяния. Итак, если число ядер в микрокристалле равно N_0, а сечение рассеяния на ядре равно F, то интенсивность рассеяния пропорциональна N_0^2F.

Так как размеры кристалла конечны, то вследствие дифракции рассеянный пучок «размазывается» по телесному углу порядка $(\lambda/l)^2 \cos\vartheta$, где l — средние линейные размеры микрокристалла, а ϑ — угол между рассеянным пучком и нормалью к плоскости кристалла, ответственной за брэгговское отражение. Так как $\cos\vartheta = b\lambda/2$, где b есть произведение порядка отражения на обратную величину расстояния между соседними плоскостями решетки, то интенсивность рассеянного пучка, проинтегрированная по его пространственной ширине, пропорциональна

$$\frac{\lambda N_0^2 F}{l^2 b}\,. \tag{1}$$

В этом рассеянии принимают участие только те нейтроны, длины волн которых находятся внутри малого интервала $\Delta\lambda$. Доля нейтронов, имеющих соответствующие длины волн, может быть найдена из разрешающей способности кристалла $\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{1}{bl}$, где bl равно произведению порядка отражения на число плоскостей кристалла, дающих вклад в отражение. Итак, доля рассеянных нейтронов (по отношению к числу падающих) составляет $\frac{d\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\lambda}{bl\Delta\lambda}$, так что отношение интенсивностей рассеянного и падающего пучков пропорционально

$$\frac{N_0^2 F\lambda^2}{l^3 b'\Delta\lambda}\,. \tag{2}$$

Эту интенсивность рассеянного пучка надо усреднить по всем ориентациям микрокристалла. Так как брэгговское отражение на кристалле происходит только в том случае, когда его ориентация такова, что условие Брэгга удовлетворяется для некоторой длины волны из интервала $\Delta\lambda$,

то вклад в рассеяние дает только телесный угол $2\pi\Delta(\cos\vartheta) = \frac{2\pi b\Delta\lambda}{2}$. Усреднение по всем ориентациям приводит поэтому к появлению множителя $\frac{\Delta(\cos\vartheta)}{2} = \frac{b\Delta\lambda}{4}$. Окончательное выражение для сечения рассеяния на ядро, соответствующее рассеянию определенного порядка от определенной системы плоскостей кристалла, имеет вид (с точностью до числового множителя)

$$\sigma_b = \frac{NF\lambda^2}{b}, \tag{3}$$

где N — число ядер в единице объема. Это сечение должно быть просуммировано по всем системам плоскостей кристалла и по всем порядкам отражения, которые совместимы с брэгговскими условиями, т. е. для которых $b \leqslant 2/\lambda$.

Из полученного результата можно видеть, что для нейтронов очень малой энергии, длина волны которых велика по сравнению с удвоенным расстоянием между любыми соседними плоскостями решетки, брэгговское отражение произойти не может, так что когерентного рассеяния не существует. Когда энергия возрастает до значения, при котором как раз удовлетворяется условие Брэгга для наиболее далеко отстоящей пары плоскостей решетки, в сечении рассеяния происходит разрыв: появляется скачок, описываемый уравнением (3). Затем сечение убывает пропорционально квадрату длины волны нейтронов до тех пор, пока для следующей наиболее далеко отстоящей пары плоскостей решетки не удовлетворится условие Брэгга. В этой точке появляется другой член типа (3), так что сечение вновь скачкообразно возрастает. С увеличением энергии такие скачки появляются снова и снова; таким образом получается зубцеобразная кривая, показанная на рис. 1.

Точное выражение для сечения упругого рассеяния, записанное с корректными числовыми множителями, в том числе — учитывающими нулевые и тепловые колебания кристалла, имеет вид [2]

$$\sigma_c = \sum_{b \leqslant 2/\lambda} \frac{FN\lambda^2 \exp(-\omega b^2)}{8\pi b}, \tag{4}$$

где ω — постоянная, зависящая от температуры Дебая и температуры решетки; она должна браться из уравнения (30) работы Вайнштока[3]. Под величиной F надо понимать структурный фактор единичной ячейки кристалла, а N есть число единичных ячеек в единичном объеме. Таким образом, σ_c представляет собой сечение на единичную ячейку.

Поскольку Be имеет плотно упакованную гексагональную решетку, то структурный фактор определяется выражением

$$F_{\text{Be}} = \frac{2\sigma_{\text{Be}}\,[1 + \cos\pi\,(2l + 4m + 3n)/3]}{\mu_{\text{Be}}^2}, \tag{5}$$

где σ_{Be} — сечение свободного атома Be, μ_{Be} — приведенная масса (в единицах массы нейтрона) нейтрона и свободного атома Be, а l, m, n — произведения порядка отражения на миллеровские индексы плоскости, на которой происходит рассматриваемое брэгговское отражение. Появление множителя $1/\mu_{Be}^2$ обусловлено очень большой эффективной массой атома Be, на котором рассеиваются нейтроны с энергией, малой по сравнению с энергией связи Be в решетке [6]. Теоретическая кривая, полученная по формуле (4) для Be при комнатной температуре ($T = 293°$ K), приведена на рис. 1. Сечение σ_{Be} было взято равным $6{,}1 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}. Это значение было найдено из средней экспериментальной величины сечения для нейтронов с энергией около нескольких электронвольт (при такой энергии атом Be может рассматриваться как свободный). Дебаевская температура Be была взята [7] равной $\Theta = 1000°$ K.

Обобщение этих рассуждений на случай многоатомных кристаллов снова приводит к формуле (4). В этом случае, однако, структурный фактор зависит от положений атомов различного вида в единичной ячейке и от относительных знаков амплитуд волн, рассеянных на различных ядрах. Если ограничиться случаем двухатомных кристаллов, то структурный фактор будет

$$F = 4\pi \left| A_1 \sum_{abc} \exp\left[2\pi i\,(la + mb + nc)\right] + A_2 \sum_{\alpha\beta\gamma} \exp\left[2\pi i\,(l\alpha + m\beta + n\gamma)\right] \right|^2, \tag{6}$$

где abc — положения (выраженные через простейшие переносы решетки) ядер, рассеяние на которых происходит с амплитудой A_1; $\alpha\beta\gamma$ — соответствующие положения ядер, рассеяние на которых происходит с амплитудой A_2. В случае кристалла BeO это выражение принимает вид

$$F_{BeO} = 4\pi\,|A_{Be} + A_O \exp(3\pi i n/4)|^2 F_{Be},$$

где F_{Be} должно быть получено из уравнения (5). В частности, при $n = \pm 1$ зависящий от амплитуд множитель имеет вид

$$A_{Be}^2 + A_O^2 - \sqrt{2} A_{Be} A_O.$$

Так как амплитуды A_{Be} и A_O близки по порядку величины, то это выражение довольно резко зависит от их относительных знаков (оно больше, когда знаки противоположны). Итак, при отражении от двенадцати систем плоскостей $(l, m) = (\pm 1{,}0)$, $(0, \pm 1)$, $(1{,}1)$, $(-1, -1)$ с $n = \pm 1$ будет существовать значительная разница в интенсивности брэгговского

---

[6] E. Fermi. Ric. Scient., 1936, 7, N 2, 13 (статья 74); см. также R. Sachs, E. Teller. Phys. Rev., 1941, 60, 18.

[7] Mott, Jones. Properties of Metals and Alloys. Oxford, 1936.

пика для случаев одинакового и противоположного знаков. Это позволяет по измерениям пропускания экспериментально установить, одинаковы или противоположны знаки A_{Be} и A_O.

На рис. 2 приведены теоретические кривые сечения в функции от энергии для обоих возможных выборов знака. При получении этих кривых значения амплитуд рассеяния находились из выражений

$$4\pi\,|A_{Be}|^2 = \frac{\sigma_{Be}}{\mu^2_{Be}}, \qquad 4\pi\,|A_O|^2 = \frac{\sigma_O}{\mu^2_O}, \tag{7}$$

где σ_O — сечение рассеяния свободного атома O (оно, как и прежде, находится из рассеяния нейтронов с энергией 1 *эв* и равно $4{,}1 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}), а μ_O — приведенная масса нейтрона и свободного атома O. Дебаевская температура O оценивалась по скорости звука и была найдена равной $\Theta = 1200^\circ$ K. Из сравнения теоретических кривых с экспериментальными точками ясно видно, что знаки амплитуд рассеяния Be и O одинаковы.

5. Заключение

Хорошее согласие между теорией и экспериментом указывает на то, что применение формулы (4) к другим кристаллическим веществам должно дать адекватное представление сечения рассеяния как функции энергии. Однако существует ряд причин, могущих привести к отходу от этого вывода.

Вероятно, наиболее важной из них является наличие в образце таких больших микрокристаллов, что вследствие гашения в кристаллах пики рассеяния «сотрутся». Максимальный допустимый размер микрокристаллов можно оценить, определив долю рассеянных нейтронов по отношению к числу нейтронов с данной энергией, которые падают на определенный кристалл под брэгговским углом. Эту долю можно найти, разделив выражение (1) на проекцию площади сечения кристалла, т. е. на $l^2 \cos\vartheta = l^2 b\lambda/2$. Если ввести правильный числовой множитель, который можно получить из сравнения формул (1) — (4), то доля нейтронов, рассеянных на определенной системе плоскостей кристалла, оказывается равной

$$\frac{N^2 l^2 F}{\pi b^2}. \tag{8}$$

Так как желательно, чтобы на одном микрокристалле рассеивалось не более 1% пучка, то верхний предел размеров кристалла можно положить равным

$$l \leqslant \frac{(\pi)^{1/2} b}{10 N (F)^{1/2}}. \tag{9}$$

Если $b = 3 \cdot 10^7$ *см*$^{-1}$, $F = 10^{-23}$ *см*^{2} и $N = 4 \cdot 10^{22}$, то из соотношения (9) получим $l \leqslant 5 \cdot 10^{-5}$ *см*. Итак, для кристаллов с линейными размерами менее микрона не следует ожидать заметного уменьшения пиков вследствие гашения. Эти размеры относятся к идеальным микрокристаллам, из которых состоит вещество. Были бы приемлемы кристаллиты значительно бо́льших размеров, если кристаллиты состоят из большого числа таких микрокристаллов, ориентированных под малыми углами друг относительно друга. Чтобы быть уверенным в выполнении приведенного выше неравенства для кристаллов Be, на которых делались описанные в разделе 3 измерения, было необходимо механически размельчать вещество; в случае BeO такой трудности не было.

Другие источники отклонений от теории могут состоять в следующем.

1) Микрокристаллы ориентированы не беспорядочным образом. Это может встретиться, когда образец приготавливается выдавливанием.

2) Температура образца не мала по сравнению с его дебаевской температурой. Тогда следует ожидать заметного неупругого рассеяния. При этом пики стали бы менее острыми, а ниже первого брэгговского предела появилось бы заметное рассеяние.

3) Кристалл содержит два или более изотопа, обладающих заметно различными характеристиками рассеяния. Тогда должен быть заметен фон некогерентного рассеяния. Однако для проявления этого эффекта необходимо, чтобы зависимость амплитуды рассеяния от изотопической принадлежности ядра была очень сильна.

4) Ядра образца обладают отличным от нуля спином, а рассеяние сильно зависит от спина. Это опять-таки должно привести к некогерентному фону, который будет велик только тогда, когда спиновая зависимость рассеяния очень сильна.

5) Если используемый образец изготовлен из очень мелкого порошка, то поверхностная площадь будет настолько велика, что появляется опасность заметного вклада в сечение, связанного с адсорбированием на поверхности. Это может привести к ошибочной интерпретации результатов, особенно при попытке сделать выбор между двумя возможностями, соответствующими различным комбинациям знаков амплитуд рассеяния. Например, если на кристаллах адсорбировано большое количество воды, то появится гладкое фоновое сечение, быстро увеличивающееся при малых энергиях; оно легко может «преобразовать» нижнюю кривую рис. 2 в такую кривую, которую было бы трудно отличить от верхней кривой.

Если принять меры для избежания указанных выше трудностей, то можно полагать, что метод пропускания является хорошим способом определения относительных фаз рассеяния пар ядер, которые могут образовывать микрокристаллические соединения. Это могло бы позволить определить абсолютный знак фаз рассеяния ряда ядер, если бы была определена фаза для одного из этих ядер.

Вычислительная работа, потребовавшаяся для построения теоретических кривых на рис. 1 и 2, была проделана М. Гольдбергером.

Поступила 27 января 1947 г.
Аргоннская национальная лаборатория,
Чикаго, Иллинойс

К статье 116

Когда окончилась война и физики вернулись в Чикагский университет, чтобы создать новый Институт ядерных исследований, в физическом отделе их встретили пустые полки: почти все исправные приборы, почти все оборудование, нужное для физики частиц, давным давно были «мобилизованы» для военных исследований. Не работал даже малый циклотрон, и только после многомесячной чистки он смог возобновить работу.

Поэтому неудивительно, что мы обратились к превосходным возможностям, которые сулило использование интенсивного потока тепловых нейтронов от реактора СР-3 на тяжелой воде, и приступили к изучению тех аспектов нейтронной физики, мимо которых мы когда-то прошли, торопясь к цели военного времени.

Серия работ по изучению процесса рассеяния медленных нейтронов (статьи [Б227], 116—118, 121 и 122) иллюстрирует основные черты «философии экспериментирования», часто высказывавшейся Ферми. Именно: в ситуации, когда существует обещающая неизвестность, надо начинать с любого простого опыта. Попытка разобраться в его результатах должна, в свою очередь, привести к выдвижению новых экспериментов. Работая бок о бок с Ферми, мы постоянно ощущали его мягкую рассудительность и неизменную компетентность в тех ситуациях, на которые он мог влиять, и сдержанный юмор, когда по не зависящим от него обстоятельствам что-то получалось не так.

Из работ, выполненных во время войны (см. статью 104), мы уже знали, что благодаря брэгговскому рассеянию при прохождении нейтронов через микрокристаллический графит из пучка удаляются все нейтроны с достаточно малой длиной волны. Поэтому было естественно перейти к изучению рассеяния нейтронов на монокристаллах и, в частности, попытаться использовать брэгговское отражение от них для получения монохроматических нейтронных пучков.

При этом изучении были обнаружены большие колебания интенсивности отражения нейтронов от различных плоскостей кристалла, что могло быть интерпретировано как интерференция при рассеянии на различных элементах кристалла. Довольно быстро обнаружилось, что рассеяние на литии противоположно по фазе рассеянию на большинстве элементов. Этот результат побудил нас испытать множество кристаллов, раздобытых в нескольких музеях вблизи Чикаго, пока мы не нашли, наконец, второй пример такого типа рассеяния — на марганце.

Леона Маршалл

См. также вводные замечания к статье 115.

116

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РАССЕЯНИИ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ*

(Совместно с Л. Маршалл)

Для определения сдвига фазы рассеянной волны относительно падающей нейтронной волны были выполнены различные эксперименты по интерференции медленных нейтронов. Указанный сдвиг фазы с теоретической точки зрения очень близок либо к 0°, либо к 180°. Эксперименты показывают, что за немногими исключениями реализуется последний случай. Этот вывод основывается на следующих экспериментах: а) измерении интенсивностей брэгговского отражения различных порядков от многих кристаллов и сравнении с теоретическими величинами структурных факторов; б) измерении полного сечения рассеяния молекул газа для нейтронов, длина волны которых велика по сравнению с размерами молекул; в) измерении предельных углов полного отражения нейтронов от различных зеркал. Как было найдено, сдвиг фазы при рассеянии нейтронов на элементах Ba, Be, C, Ca, Cu, F, Fe, Mg, N, Ni, O, Pb, S и Zn составляет 180°, а на Li и, вероятно, на Mn — 0°. Пять элементов I, Br, Cl, K и Na ведут себя аналогичным образом; фаза рассеяния на них предположительно составляет 180°. Для нескольких элементов были определены сечения когерентного рассеяния.

Введение

Процесс рассеяния медленных нейтронов сильно осложняется явлением интерференции, обусловленной тем, что длина волны де Бройля сравнима с межатомными расстояниями. Общая картина интерференционных явлений на медленных нейтронах схожа с интерференционной картиной для рентгеновских лучей, так как у них близки и длины волн и сечения рассеяния. Однако существуют и значительные различия обусловленные рядом факторов. Так, с изменением порядкового номера элемента рассеяние рентгеновских лучей меняется плавно, тогда как рассеяние нейтронов — довольно хаотично. Далее, разность фаз между рассеянной и падающей волнами в случае нейтронов может быть или 0° или 180° (см. раздел 1). Для рентгеновских же лучей эта разность всегда равна 180°, так как энергии рентгеновских лучей выше энергии большинства электронных резонансов. Заметно различаются также характеристики поглощения нейтронов и рентгеновских лучей.

---

* *Interference Phenomena of Slow Neutrons.* (With L. Marshall.) Phys. Rev., 1947, **71** 666—677.

Основной целью этой работы было изучение различных интерференционных явлений, с тем чтобы определить изменение фазы при рассеянии нейтронов на большом числе элементов. В разделе 1 содержится сводка теоретических соображений, на которых основывается данная работа. В разделе 2 описываются измерения интенсивности брэгговского отражения различного порядка и их интерпретация. В разделе 3 обсуждаются некоторые эксперименты с «холодными» нейтронами. В разделе 4 представлены эксперименты по рассеянию нейтронов на молекулах газа. В разделе 5 описываются измерения предельного угла полного отражения нейтронов. Общие выводы обсуждаются в разделе 6.

1. Теоретические соображения

При рассеянии медленного нейтрона на ядре его волновая функция на некотором расстоянии от ядра может быть записана в виде суммы

$$e^{ikx} - \frac{a}{r} e^{ikr},$$

где первый член соответствует падающей волне, а второй — рассеянной. Такая запись справедлива для медленных нейтронов, так как в этом случае рассеяние с очень хорошей точностью сферически симметрично. Коэффициент при втором члене взят со знаком минус по соображениям удобства, которые станут ясны позже. Если константа a положительна, то сдвиг фаз между рассеянной и падающей волнами составляет 180°, а если a отрицательно, то изменение фазы равно 0°. Из элементарных вычислений следует, что сечение рассеяния связано с константой a соотношением

$$\sigma = 4\pi |a|^2 \qquad (1)$$

и что для медленных нейтронов константа a с очень хорошей точностью является вещественным числом. Мнимая ее часть очень мала, и ею обычно можно пренебречь (за исключением случаев крайне высокого поглощения). Константа a имеет размерность длины и по порядку величины составляет 10^{-12} *см*; в дальнейшем она будет называться «длиной рассеяния». Основной целью нашей работы являлось экспериментальное определение длины рассеяния и в особенности ее знака.

Длина рассеяния для элементов, состоящих только из одного изотопа с нулевым спином ядра, может быть непосредственно найдена из соотношения (1), так что необходимо определить только ее знак. Но даже в этом простом случае надо вводить небольшую поправку, учитывающую различие между свободным и связанным атомом. Вследствие изменения приведенной массы сечение свободного атома отличается от сечения атома, связанного в кристалле, на коэффициент $[(A+1)/A]^2$, где A — атомный вес[1].

[1] См., например, H. A. Bethe. Rev. Mod. Phys., 1937, 9, 71. (См. перевод: Г. Бете. «Физика ядра», М.— Л., 1948.— *Ред.*)

Так как длина рассеяния пропорциональна корню квадратному из величины сечения, то поправочный множитель будет равен $(A+1)/A$. Следовательно,

$$a = \frac{A+1}{A}\, a_f, \tag{2}$$

где a — длина рассеяния атома, связанного в кристалле, а a_f — длина рассеяния свободного атома. Для элементов, являющихся смесью нескольких изотопов с содержанием $p_1, p_2, \ldots, p_n$ и длинами рассеяния $a_1, a_2, \ldots, a_n$, длина рассеяния есть взвешенное среднее

$$a = p_1 a_1 + p_2 a_2 + \ldots + p_n a_n. \tag{3}$$

Эта величина определяет интерференционные свойства элемента. Сечение рассеяния задается теперь не соотношением (1), а

$$\sigma = 4\pi\,(p_1 a_1^2 + p_2 a_2^2 + \ldots + p_n a_n^2). \tag{4}$$

Фактически в этом случае связь между a и σ может быть выражена неравенством

$$a \leqslant \left(\frac{\sigma}{4\pi}\right)^{1/2}. \tag{5}$$

Таким образом, знания сечения рассеяния недостаточно для определения даже величины длины рассеяния.

Аналогично обстоит дело и для ядер со спином I, отличным от нуля. Здесь вектор спина ядра может быть направлен параллельно [полный спин $I+(1/2)$] или антипараллельно [полный спин $I-(1/2)$] вектору спина нейтрона. Поэтому длина рассеяния может принять одно из двух значений, $a_{I-1/2}$ или $a_{I-1/2}$. Эффективная длина рассеяния будет средним между этими значениями, причем вес каждого из них будет определяться вероятностью соответствующей ориентации спина, именно

$$a = \frac{I}{2I+1}\, a_{I-1/2} + \frac{I+1}{2I+1}\, a_{I+1/2}. \tag{6}$$

Длина рассеяния будет подчиняться соотношению (5), причем знак равенства будет соответствовать тому случаю, когда $a_{I+1/2}$ и $a_{I-1/2}$ одинаковы и по величине, и по знаку.

Простую геометрическую интерпретацию длины рассеяния можно получить, представив взаимодействие между нейтроном и ядром с помощью потенциальной ямы. Пусть собственная функция нейтрона для s-состояния с нулевой энергией есть $\psi(r)$. На рис. 1 нанесена функция $r\psi(r)$ в зависимости от r. При r больше радиуса потенциальной ямы r_0 кривая становится прямой линией, которая может быть продолжена до пересечения с осью r в точке P. Можно доказать, что длина рассеяния есть абсцисса точки P. Рис. 1А соответствует случаю положительного a,

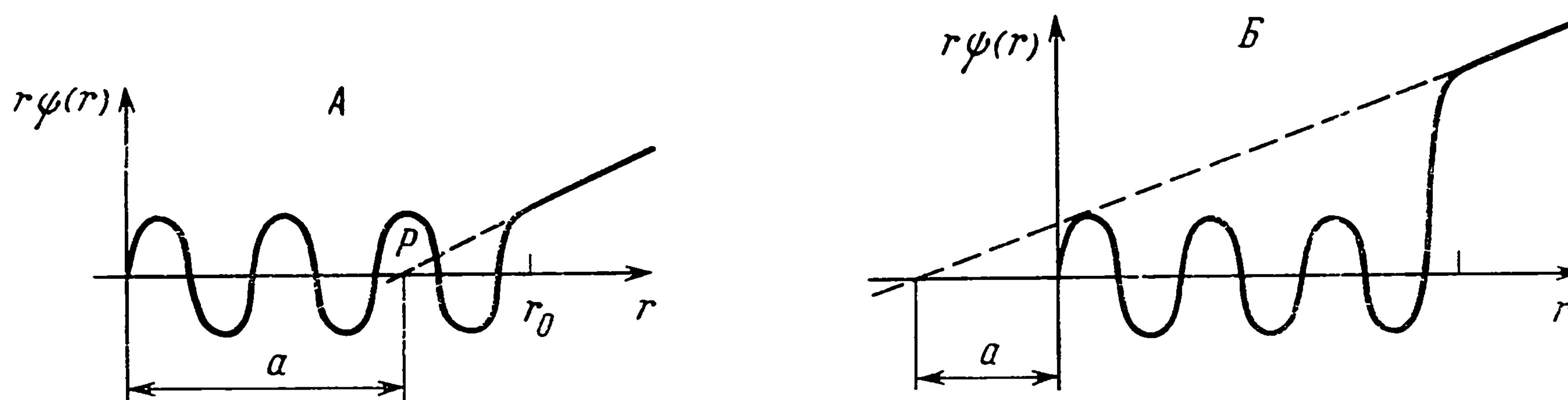


Рис. 1. Положительная длина рассеяния (*А*) и отрицательная длина рассеяния (*Б*)

а рис. 1Б — случаю отрицательного *a*. Из рассмотрения рисунков видно, что величина *a*, особенно для тяжелых элементов, с гораздо большей вероятностью будет положительна, чем отрицательна. Это замечание об относительной вероятности положительного или отрицательного знака *a* принадлежит Э. Теллеру и В. Вайскопфу.

Если рассеяние обусловлено действием единичного брейт-вигнеровского резонансного уровня, то можно получить простую формулу

$$a = \frac{-\lambda\!\!\!^{-}_R \Gamma_n}{[W - R + i\Gamma]}, \qquad (7)$$

где W — энергия нейтрона, R — энергия резонанса, Γ_n и Γ — нейтронная и полная полуширины на половине высоты, $\lambda\!\!\!^{-}_R$ — длина волны де Бройля при энергии R, разделенная на 2π. Так как в большинстве случаев Γ мало по сравнению с $W - R$, то a будет положительно или отрицательно в зависимости от того, будет ли энергия нейтрона больше или меньше энергии резонанса. Такая картина является слишком упрощенной, так как не существует случаев, когда бы резонансное рассеяние на единственном уровне играло преобладающую роль. Кроме того, положение осложняется интерференцией резонансного и потенциального рассеяний.

2. Интенсивности брэгговского отражения различных порядков

Сдвиги фаз при рассеянии нейтронов на различных элементах можно сравнить, измерив интенсивности брэгговского рассеяния различных порядков от различных кристаллографических плоскостей таких кристаллов, которые содержат, по крайней мере, два элемента.

Простейшим случаем является случай кристалла, плоскости которого эквидистантны и содержат поочередно атомы двух типов, как, например, плоскости (111) кристалла NaCl. Эти плоскости эквидистантны и содержат поочередно атомы натрия и хлора. При брэгговском отражении первого порядка оптические пути, проходимые при отражении от «натриевых»

и «хлорных» плоскостей, различаются на $\lambda/2$. Поэтому если ядра натрия и хлора вызывают одинаковый сдвиг фазы рассеянной нейтронной волны, то их вклады будут вычитаться, и этот порядок отражения будет иметь малую интенсивность. Если же указанные ядра вызывают противоположные сдвиги фаз при рассеянии, то их вклады будут суммироваться и этот порядок отражения будет иметь высокую интенсивность.

Для отражения второго порядка положение обратно. Здесь разность оптических путей при отражении от соседних плоскостей различных типов равна λ. Поэтому, если изменения фазы при рассеянии на натрии и хлоре одинаковы, этот порядок будет иметь высокую интенсивность, а если изменения фазы противоположны — малую. Рассуждая аналогично, заключаем, что если сдвиги фаз при рассеянии на ядрах двух типов одинаковы, то нечетные порядки отражения будут слабыми, а четные — сильными. При противоположных же сдвигах фаз сильными будут нечетные порядки отражения, а четные — слабыми.

Как и в случае рассеяния рентгеновских лучей, при возрастании порядка отражения на этот эффект накладывается постоянное убывание интенсивности, обусловленное геометрическими факторами, тепловым движением и неправильностями кристалла.

В более сложных случаях интенсивность различных порядков отражения, как и для рентгеновских лучей, определяется структурным фактором

$$F = \left| \sum_j a_j \exp(2\pi i n \delta_j / d) \right|, \qquad (8)$$

где a_j — длина рассеяния, d — расстояние между плоскостями решетки, n — порядок брэгговского отражения, δ_j — расстояние по перпендикуляру от j-го атома до плоскости отражения. Естественно, что структурный фактор сильно зависит от относительных знаков длин рассеяния различных атомов кристалла. Анализ интенсивностей различного порядка отражения от различных плоскостей кристалла часто позволяет определить относительные знаки длин рассеяния изучаемых элементов. В некоторых случаях удается также определить отношение длин рассеяния.

Используя монохроматические нейтроны, мы изучили сравнительные интенсивности брэгговского отражения различных порядков на большом числе кристаллов. Схема опыта показана на рис. 2. Пучок немонохроматических тепловых нейтронов исходит из канала 4×4 *дюйм*^{2} в тепловой колонне Аргоннского реактора на тяжелой воде; в канале находится длинный коллиматор $^1/_2 \times 1^1/_4$ *дюйм*^{2}. Этот пучок падает на плоскость (100) большого кристалла CaF_2 при угле скольжения 16°. Нейтроны, энергии которых удовлетворяют условиям Брэгга ($\lambda \sim 1{,}50$ Å для первого порядка), отражаются от него и образуют пучок, используемый для исследования различных кристаллических образцов. Основная компонента этого пучка состоит из нейтронов с длиной волны 1,50 Å; небольшая часть нейтронов, появляющаяся вследствие отражения второго порядка от кристалла CaF_2, имеет в четыре раза бóльшую энергию.

Компонента, обусловленная отражением второго порядка, достаточно мала, так как в максвелловском распределении имеется лишь небольшое число нейтронов с такой относительно высокой энергией. Следовательно, отраженный от флюорита пучок может считаться приблизительно монохроматическим. Этот монохроматический пучок падает на некоторую плоскость второго кристалла, укрепленного на вращающейся подставке. После брэгговского отражения от второго кристалла нейтроны детектируются пропорциональным счетчиком с обогащенным BF_3. Счетчик укреплен на консоли, которая может вращаться вокруг оси подставки для кристалла. Для более точной коллимации нейтронного пучка использовались дополнительные кадмиевые диафрагмы, не показанные на рис 2.

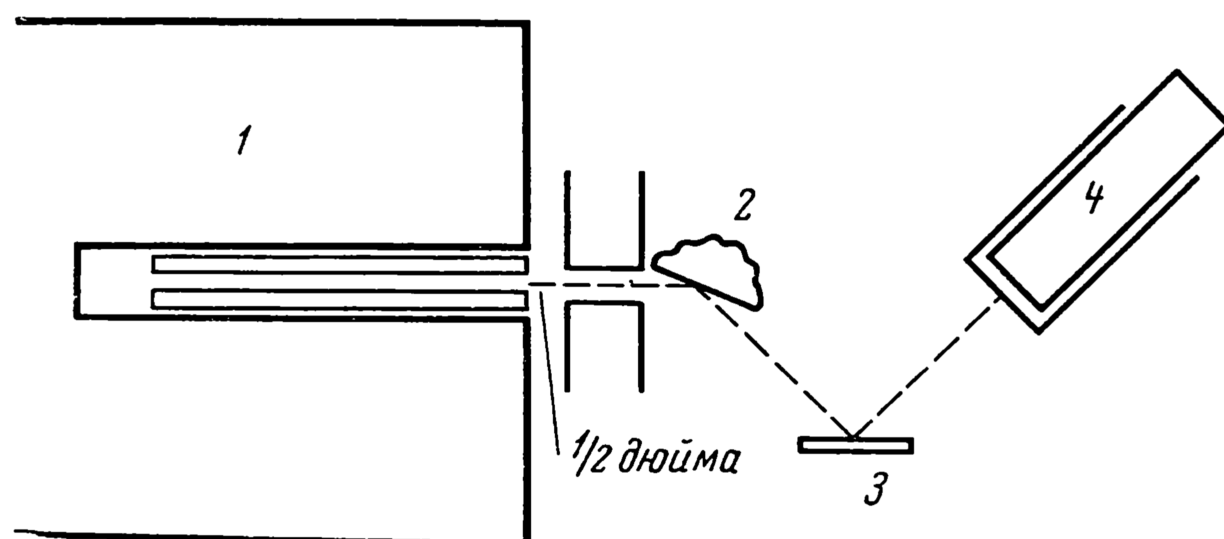


Рис. 2. Схема опыта для измерения интенсивности различных порядков брэгговского отражения

1 — тепловая колонна; *2* — кристалл CaF_2; *3* — второй кристалл; *4* — счетчик

Обычно измерения производились следующим образом. Как счетчик, так и второй кристалл устанавливались под углами, приблизительно соответствующими отражению данного порядка. Затем, при поворачивании каждого из них по отдельности, находилось положение максимальной интенсивности. Для получения максимальной интенсивности изменялся и наклон кристалла. Из интенсивности, измеренной в этих условиях, вычитался фон, измерявшийся при смещении кристалла из брэгговского положения на малый угол. В большинстве случаев фон составлял малую часть полного счета.

Результаты этих измерений собраны в табл. I. В графах 1 и 2 указаны кристалл и плоскость, в графе 3 — структурный фактор. Здесь химический символ элемента используется для обозначения его длины рассеяния. В графе 4 приводятся абсолютные величины структурного фактора, вычисленные с помощью длин рассеяния из табл. VII. В графе 5 указываются измеренные интенсивности (*имп/мин*) различных порядков отражения. В графе 6 приводятся частные от деления данных графы 5 на данные графы 4. Если принятые значения длин рассеяния приблизительно верны, то можно ожидать, что значения графы 6, соответствующие любой взятой плоскости, должны обнаружить регулярное уменьшение интенсивности при возрастании порядка отражения, так как при делении интенсивности на структурный фактор будут учтены нерегулярные изме-

Таблица I

Интенсивность бреггове́ких отражений различных порядков

Кристалл	Плоскость и порядок		Структурный фактор		Интенсивность	Отношение
CaF_2	(100)	1	Ca — 2 F	0,41	16 300	39 800
		2	Ca + 2 F	1,99	20 300	10 200
		3	Ca — 2 F	0,41	1 287	3 140
NaCl	(111)	1	Na — Cl	0,57	2 376	3 990
		2	Na + Cl	1,69	2 750	1 630
PbS	(111)	1	Pb — S	0,20	7 280	36 400
		2	Pb + S	0,76	10 700	14 100
		3	Pb — S	0,20	808	4 040
		4	Pb + S	0,76	750	986
PbS	(100)	1	Pb + S	0,76	19 650	25 800
		2	Pb — S	0,76	11 420	15 000
		3	Pb + S	0,76	2 249	2 960
FeS_2	(100)	1	Fe + 0,62 S	0,99	6 893	6 960
		2	Fe — 1,6 S	0,37	1 354	3 660
		3	Fe — 1,6 S	0,37	726	1 960
MnS_2	(111)	1	Mn — 1,06 S	0,74	7 930	10 700
		2	Mn + 0,06 S	0,42	2 560	6 100
		3	Mn + 0,06 S	0,42	670	1 600
Fe_3O_4 (магнетит)	(111)	1	2,34 Fe + 1,20 O	2,65	21 300	8 040
		2	16 Fe — 31,9 O	6,34	19 970	3 150
		3	13,7 Fe + 3,55 O	9,06	12 570	1 390
		4	8 Fe + 31,50 O	25,78	16 700	647
		5	13,7 Fe + 5,94 O	14,85	5 120	344
$CaCO_3$ (кальцит)	(111)	1	2 C + 6 O — 2 Ca	3,42	9 500	2 780
		2	2 C + 6 O + 2 Ca	6,58	8 520	1 290
		3	2 C + 6 O — 2 Ca	3,42	1 840	538
$CaCO_3$ (скол)	(211)	1	2 Ca + 2 C + 1,76 O	3,99	10 900	2 730
		2	2 Ca + 2 C — 2,0 O	1,70	3 360	1 980
		3	2 Ca + 2 C + 2,7 O	4,57	2 400	528
$BaSO_4$	(100)	1	4 Ba + 4 S + 0,42 O	4,54	3 606	794
		2	4 Ba + 4 S + 14,6 O	13,19	4 837	366
		3	4 Ba + 4 S + 3,1 O	6,17	756	123

Таблица I (окончание)

Кристалл	Плоскость и порядок		Структурный фактор		Интенсивность	Отношение
$BaSO_4$	(011)	1	—3,4 Ba + 3,8 S + 4,7 O	1,24	1 018	821
		2	1,75 Ba + 3,1 S + 9,6 O	3,61	1 632	452
		3	0,42 Ba + 2,0 S — 7,9 O	3,93	651	166
		4	—2,46 Ba + 0,75 S — 2,2 O	3,07	36	12
$BaSO_4$	(101)	1	0,87 Ba — 1,25 S — 1,47 O	0,56	737	1 320
		2	1,13 Ba — 2,02 S — 4,56 O	2,46	1 946	791
		3	3,77 Ba + 0,98 S + 2,56 O	4,81	1 477	307
		4	0,27 Ba — 0,10 S — 2,12 O	1,47	—	—
		5	1,04 Ba + 2,12 S — 10,4 O	4,93	587	119
MgO	(100)	1	Mg + O	1,17	10 352	8 800
		2	Mg + O	1,17	6 258	5 350
MgO	(111)	1	Mg — O	0,05	764	15 300
		2	Mg + O	1,17	14 175	12 100
		3	Mg — O	0,05	132	2 640
LiF	(111)	1	Li — F	1,19	10 080	8 470
		2	Li + F	0,01	~0	—
		3	Li — F	1,19	300	252
KBr	(111)	1	Br — K	0,21	1 545	7 360
		2	Br + K	0,91	2 853	3 140
KCl	(111)	1	Cl — K	0,78	2 346	3 010
		2	Cl + K	1,48	5 620	3 800
		3	Cl — K	0,78	334	428
		4	Cl + K	1,48	160	108
$NaNO_3$	(211)	1	Na + N + 0,88 O	1,96	29 000	14 800
		2	Na + N — 0,98 O	0,83	4 171	5 000
		3	Na + N + 1,34 O	2,25	4 148	1 800
$NaNO_3$	(111)	1	NO_3 — Na	2,14	29 400	13 700
		2	NO_3 + Na	3,23	16 790	5 150
		3	NO_3 — Na	2,14	2 243	1 050
KI	(111)	1	K — I	0,01	85	—
		2	K + I	0,71	348	500
		3	K — I	0,01	24	—

нения интенсивности при переходе от порядка к порядку. Следовательно, должно остаться только регулярное убывание интенсивности.

Могут возникнуть некоторые сомнения относительно того, на какую величину правильнее делить интенсивность — на структурный фактор или на его квадрат. С теоретической точки зрения можно было бы ожидать, что для совершенно идеальных кристаллов следует использовать структурный фактор, а для совершенно неидеальных кристаллов — его квадрат. В действительности же мы нашли, что к гораздо лучшему согласию приводит использование структурного фактора.

Для простейших кристаллов, содержащих два элемента, из данных об интенсивности (графа 5) можно сразу же увидеть, имеют ли длины рассеяния этих двух элементов одинаковые или противоположные знаки. Так, для CaF_2 (100), NaCl (111) и PbS (111) четко видно, что на общее уменьшение интенсивности с возрастанием порядка накладывается чередующееся изменение интенсивности с сильными четными и слабыми нечетными порядками. А так как в этих кристаллах плоскости содержат поочередно атомы двух различных типов, то мы заключаем, что длины рассеяния каждой пары имеют одинаковый знак. Обратное поведение наблюдается в случае LiF (111), где интенсивности четных порядков настолько малы, что их не удалось измерить, а нечетные порядки имеют нормальную интенсивность. Таким образом, длины рассеяния Li и F противоположны по знаку. В некоторых из более сложных случаев анализ также вполне прост, как можно видеть из сравнения наблюдаемых интенсивностей с выражениями для структурных факторов в графе 3. В нескольких случаях интерпретация неоднозначна.

Можно сделать следующие заключения относительно знаков длины рассеяния. Знак длин рассеяния одинаков у компонент следующих пар: Na, Cl; Pb, S; Ca, F; Fe, S; Fe, O; K, Br; Mg, O; K, Cl; K, I. У компонент пары Li, F знак длин рассеяния противоположен. Измерения MnS_2 не допускают однозначной интерпретации; вероятным заключением, впрочем, является вывод о противоположности знаков длины рассеяния Mn и S.

Воспользовавшись тем, что (как будет показано в разделах 4 и 5) знаки длин рассеяния углерода и кислорода одинаковы, по измерениям на кальците можно прийти к выводу об одинаковости знаков длин рассеяния Ca и O.

По измерениям на FeS_2 и Fe_3O_4 можно заключить, что знак у S и O одинаков; данные по $BaSO_4$ заставляют приписать тот же знак и Ba. Измерения на $NaNO_3$ указывают на одинаковость знака у N и O (это подтверждается данными раздела 4). Измерения в плоскости (111) $NaNO_3$ указывают, хотя и не вполне убедительно, что у Na знак совпадает со знаком у группы NO_3, т. е. со знаками у N и O.

Из этих данных следует, что знаки у C, O, Fe, Mg, Ba, Ca, S, F, Pb и N одинаковы. Одинаковы также знаки у Na, K, Cl, Br и I. Только что упоминавшиеся неполные доказательства того, что знаки Na и O

одинаковы, указывают на то, что вся эта группа должна быть объединена с первой. Правильность этого заключения сильно поддерживается данными, которые будут представлены в разделе 6. Элементы Li и, возможно, Mn имеют длины рассеяния противоположного знака. Вместе с водородом (см. раздел 6) эти элементы представляют единственные найденные до сих пор исключения из поведения большинства элементов.

Данные указанного типа позволяют только сравнивать относительные знаки длин рассеяния различных элементов, но не определять их абсолютные знаки. Определение абсолютного знака длины рассеяния будет рассмотрено в разделе 5. Суммарные выводы из данных раздела 2 будут представлены в табл. VII. В ней мы попытались привести значения длин рассеяния для ряда элементов. При вычислении этих значений мы старались добиться как можно лучшего согласия наблюдавшихся интенсивностей, приведенных в табл. I, со структурными факторами (после того как должным образом было учтено естественное убывание интенсивности при возрастании порядка отражения).

При рентгенографическом анализе кристаллов широко используется метод Дебая — Шерера (порошковая фотография). Для нейтронов же интенсивность дебай-шереровских максимумов довольно мала, так что в большинстве случаев этот метод будет непрактичен. Например, для микрокристаллического графита нам удалось обнаружить только один максимум, соответствующий первому отражению от плоскости (001).

Еще одной возможностью изучения микрокристаллических веществ является измерение полного сечения вещества для нейтронов с длиной волны, близкой к $2d$, где d — наибольшее расстояние между соседними плоскостями кристалла. Анализ этого случая для веществ, содержащих два элемента, был недавно проведен Ферми и Саксом; он показал, что в этой области энергий полное сечение сильно зависит от того, одинаковы или противоположны знаки длин рассеяния двух элементов. Полезность этого метода несколько ограничивается тем обстоятельством, что теория применима только для крайне малых размеров микрокристаллических зерен вещества.

3. Спектр «холодных» нейтронов

При изучении интерференции на молекулах газа несколько более простые результаты получаются при использовании нейтронов, энергия которых гораздо меньше тепловой, а длина волны велика по сравнению с межатомными расстояниями. В максвелловском распределении, соответствующем комнатной температуре, такие нейтроны составляют очень малую долю. Поэтому нейтроны со столь малой энергией не удается выделить с помощью брэгговского отражения, так как существует примесь от более высоких порядков, которая во много раз интенсивнее отражения первого порядка. Существует простой путь обхода этой трудности, кото-

рый не требует использования сильно охлаждаемых замедлителей. Он состоит в том, чтобы удалить высоко энергетическую часть максвелловского распределения, пропустив пучок нейтронов через фильтр из микрокристаллического вещества, слабо поглощающего нейтроны [2], как, например, графит или BeO. Такое фильтрующее действие микрокристаллических веществ обусловлено тем, что для нейтронов с длиной волны, превышающей $2d$ (где d — максимальное расстояние между соседними плоскостями кристалла), условие брэгговского отражения не может быть удовлетворено ни в одном из многочисленных кристаллитов, встречающихся на пути прохождения через фильтр. Поэтому такие нейтроны лишь в минимальной степени выводятся рассеянием из пучка. О получении нейтронов очень малых энергий при помощи фильтров ранее сообщалось для случая графита, когда граничная длина волны составляет 6,7 Å. В данном эксперименте использовались фильтры из BeO; для него предельная длина составляет 4,4 Å. Для получения экспериментального доказательства правильности интерпретации процесса фильтрования мы изучили спектр нейтронов, прошедших через фильтр длиной 40 *см* (100 *г/см*²), с помощью кристаллического спектрометра. Боковые размеры фильтра составляли около 10×10 *см*². Анализ проводился с помощью кристалла целестина [3] в плоскости (001). Результаты представлены на рис. 3, где по абсциссе отложены длины волн, а по ординате — наблюдаемые интенсивности. Из рисунка ясно видно, что спектр «холодных» нейтронов имеет пренебрежимо малую интенсивность в области малых длин волн, быстро возрастает до максимального значения при длине волны около 4,5 Å и далее постепенно убывает с увеличением длины волны.

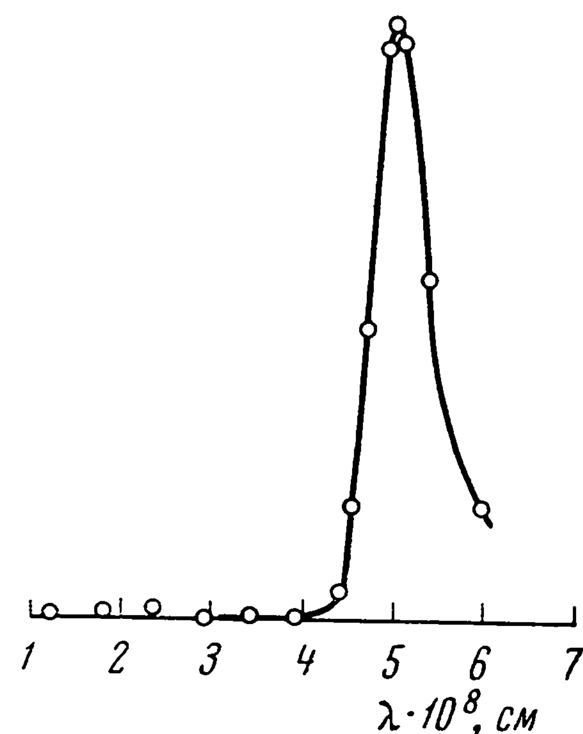


Рис. 3. Спектр нейтронов, прошедших через фильтр BeO

По оси абсцисс отложены длины волн в Å

Убывание интенсивности в области больших длин волн происходит несколько быстрее, чем соответствовало бы максвелловскому распределению. Это, вероятно, объясняется тем, что нейтроны, исходящие из графитовой колонны, при столкновениях в графите не полностью замедляются до самых малых энергий максвелловского спектра.

Тот факт, что микрокристаллический BeO и металлический Be являются хорошими фильтрами, служит указанием на не очень значительное различие длин рассеяния Be при двух ориентациях спина нейтрона. Действительно, если бы это было не так, то существовало бы сильное некогерентное рассеяние, которое не исчезло бы даже для длин волн,

[2] Anderson, Fermi, Marshall. Phys. Rev., 1946, **70**, 815. (Статья 104.)
[3] $SrSO_4$.— *Прим. ред.*

превышающих $2d$. Как было найдено, для «холодных» нейтронов остаточное сечение BeO составляет $0{,}7\cdot10^{-24}$ *см*^{2}. Если бы вся величина остаточного сечения была обусловлена разницей длин рассеяния a_1 и a_2 для двух ориентаций спина, то, как можно показать, a_1 и a_2 определенно имели бы одинаковый знак, а их отношение составляло бы около 2. Фактические же значения, по-видимому, заметно ближе, так как часть наблюдаемого остаточного сечения безусловно объясняется неидеальностью кристалла и тепловым движением.

4. Рассеяние нейтронов на молекулах газа

К некоторым суждениям о рассеянии нейтронов можно прийти, изучая полное сечение молекул газа. Сечение молекулярного рассеяния для нейтронов, длина волны которых мала по сравнению с межатомными расстояниями, есть сумма сечений отдельных атомов молекулы. Когда же используются нейтроны с бо́льшими длинами волн, то положение осложняется частично интерференционными эффектами, а частично тем, что рассеяние теперь происходит на атомах, которые более не могут считаться свободными.

Теоретический расчет сечения был выполнен Теллером и Швингером [4], рассмотревшими случай молекулы H_2 с низколежащими вращательными состояниями. Для более тяжелых молекул, таких как N_2 или O_2, даже при использовании низких температур и медленных нейтронов всегда возбуждается довольно большое число вращательных состояний, так что подробное вычисление вкладов от всех вращательных состояний становится непрактичным. Задачу можно упростить, пренебрегая массой нейтрона по сравнению с массами атомов в молекуле. В таком приближении результаты получаются тождественными с результатами классической теории интерференции. Это приближение достаточно хорошо выполняется в случае рентгеновских лучей, когда рассеиваемой частицей является фотон очень малой эффективной массы; им широко пользовались Дебай и сотрудники. Для рассеяния нейтронов на таких молекулах, как N_2, O_2 и т. д., это приближение далеко не так хорошо. Поправки, однако, не вычислялись; экспериментальные результаты будут сравниваться с результатами приближенной теории, а в случае H_2 — с результатами теории Теллера и Швингера.

Для определения сечения рассеяния ряда молекул были использованы нейтроны очень малых энергий, полученные с помощью пропускания через фильтр BeO. Спектр таких нейтронов показан на рис. 3. Хотя эти нейтроны не монохроматичны, их спектр занимает довольно узкую полосу со средней длиной волны 5,1 Å. Для измерений при комнатной температуре исследуемый газ помещался в длинную алюминиевую трубку (внут-

---

Teller, Schwinger. Phys. Rev., 1937, 52, 286.

ренним диаметром 2,5 *дюйм* и длиной 365 *см*); использовались давления вплоть до 2 атмосфер. Некоторые измерения на H_2 проводились при температуре жидкого воздуха; тогда использовалась трубка длиной 25 *дюйм*. Вокруг трубки был напаян медный змеевик, в котором циркулировал жидкий воздух; все устройство было теплоизолировано минеральной ватой. Условия были таковы, что отношение орто/пара было практически тем же самым, что и при комнатной температуре.

Только в случаях CF_4 и H_2 измерения делались также и с нейтронами более коротких длин волн, получавшимися при брэгговском отражении от кристалла флюорита.

В табл. II собраны сечения различных газов при комнатной температуре для нейтронов, прошедших через фильтр BeO. В третьей графе таблицы приводится сумма полных сечений атомов, входящих в молекулу. Видно заметное различие между этими суммами и измеренными сечениями. За исключением случая водорода, который будет рассмотрен позже, отмеченное различие лишь в малой степени объясняется тем, что молекулы газа не находятся в покое (так называемый эффект Допплера), и обусловлено главным образом интерференцией волн, рассеянных на входящих в состав молекулы атомах. В графе 4 приводятся значения σ, вычисленные по классической теории интерференции (см. выше). Для двухатомных молекул, содержащих атомы двух различных видов, в зависимости от предположения о знаке длин рассеяния этих атомов получаются два разных результата. Для случаев CO_2 и CF_4 приемлемо хорошее согласие между теорией и наблюдениями получается, только если предположить, что длины рассеяния отдельных атомов имеют одинаковый знак. Тот же вывод справедлив, видимо, и для N_2O, хотя здесь чувствительность к относительному знаку длин рассеяния не так велика.

Очень большое сечение, найденное для H_2, сильно искажено эффектом Допплера, так как здесь скорость теплового движения молекул выше скорости нейтронов и процесс рассеяния лучше описывать, утверждая,

Таблица II

Сечения при $\lambda = 5{,}1$ Å (газ при комнатной температуре)

Молекула	σ (наблюд.), 10^{-24} *см*^{2}	Сумма полных сечений атомов, входящих в молекулу, 10^{-24} *см*^{2}	σ, вычисленное по классической теории интерференции, 10^{-24} *см*^{2}
CO_2	24,5	13,0	24,8 или 4,1 для противоположных фаз
N_2O	57,8	34	55 или 41 для противоположных фаз
O_2	16,2	8,2	13,2
N_2	47,4	30	44,4
CF_4	41,5	21	38 или 7,5 для противоположных фаз
H_2	170	42	

Таблица III

Сечения CF_4 (при комнатной температуре)

λ, 10^{-8} *см*	Скорость нейтронов, *м/сек*	σ, 10^{-24} *см²*	λ, 10^{-8} *см*	Скорость нейтронов, *м/сек*	σ, 10^{-24}, *см²*
0,881	4590	19,5	1,492	2650	20,8
1,099	3600	19,0	5,1	775	41,5
1,316	3000	21,5			

что молекулы ударяют нейтрон, а не наоборот. Влияние эффекта Допплера демонстрируется сильной температурной зависимостью сечения; оно падает от $170 \cdot 10^{-24}$ *см²* до $81 \cdot 10^{-24}$ *см²* при охлаждении H_2 от комнатной температуры до температуры жидкого воздуха. Этот пункт будет обсужден позже.

В табл. III представлены сечения CF_4 при комнатной температуре для нейтронов различных скоростей. Из таблицы видно, что при увеличении длины волны с 1,5 Å до 5,1 Å сечение возрастает примерно в 2 раза, а вплоть до 1,5 Å оно довольно близко к $21 \cdot 10^{-24}$ *см²*, т. е. к сумме сечений одного атома углерода и четырех атомов фтора. Рост сечения в значительной степени обусловлен интерференцией.

В табл. IV и V приводятся результаты, полученные на H_2 при комнатной температуре и температуре жидкого воздуха соответственно. Как видно из таблицы, при комнатной температуре сечение постоянно растет с уменьшением скорости нейтронов. Как указывалось ранее, это в значительной мере обусловлено скоростями теплового движения молекул газа. В четвертой графе указан поправочный коэффициент, вычисленный в предположении, что сечение постоянно. В последней графе дается сечение с учетом этого коэффициента.

Таблица IV

Сечения H_2 (при комнатной температуре)

λ, 10^{-8} *см*	Скорость, *м/сек*	σ, 10^{-24}, *см²*	Поправка на максвелловское распределение	σ, 10^{-24}, *см²* (исправл.)
0,76	5212	50,9	1,048	48,6
0,93	4256	53,2	1,071	49,7
1,11	3546	56,2	1,099	51,1
1,46	2714	61,2	1,172	52,2
1,68	2347	64,4	1,231	52,3
2,24	1765	68,0	1,407	48,3
5,1	775	169,7	2,514	67,5

Таблица V

Сечения H_2 при 83° K (отношение орто/пара не изменилось по сравнению с комнатной температурой)

λ, 10^{-8} *см*	Скорость, *м/сек*	$\sigma_{полн} \times 10^{24}$, наблюд	$\sigma_{расс}$, 10^{-24}, *см*², исправлено на поглощение и эффект Допплера	Теория Теллера — Швингера
0,836	4730	44	43	—
1,202	3290	51	49	—
1,638	2420	55	52	56
1,884	2100	56	51	57
5,1	775	81	52	80

Данные табл. V, полученные при температуре жидкого воздуха, проще всего сравнивать с теорией Теллера — Швингера, так как при этой температуре играют роль практически только вращательные состояния 0 и 1. В третьей графе таблицы приводятся измеренные сечения, а в четвертой — исправленные на скорости теплового движения молекул газа. В пятой графе указываются теоретические значения, вычисленные по теории Теллера — Швингера, причем для синглетного и триплетного состояний системы протон — нейтрон было принято $a_0 = -2{,}40 \cdot 10^{-12}$ *см* и $a_1 = 0{,}54 \cdot 10^{-12}$ *см*. Наблюдается не слишком хорошее согласие, особенно для самой низкой скорости; впрочем, в этом случае величина сечения может быть неверна из-за большой допплеровской поправки.

Выполнив аналогичную серию измерений на дейтерии, можно будет, вероятно, сделать некоторые заключения о спиновой зависимости сечения; мы надеемся в будущем проделать такие измерения.

5. Полное отражение нейтронов от зеркал

Теоретически ожидается, что полное отражение нейтронов от зеркал будет происходить на веществах с положительной длиной рассеяния при очень малых углах скольжения. Показатель преломления дается формулой

$$n = 1 - \frac{\lambda^2 N a}{2\pi}, \qquad (9)$$

где a — длина рассеяния, взятая с должным знаком, N — плотность атомов в зеркале, λ — длина волны. Следовательно, n меньше 1 (случай полного отражения), если a положительно. Тогда предельный угол

скольжения с очень хорошей точностью определяется выражением

$$\vartheta_0 = [2(1-n)]^{1/2} = \lambda\left(\frac{Na}{\pi}\right)^{1/2}. \qquad (10)$$

В большинстве случаев ($n - 1$) составляет по порядку величины 10^{-6}, а предельный угол — 10′. Полное отражение нейтронов от зеркал наблюдалось ранее [5] в случае немонохроматизированных тепловых нейтронов. Конечно, в этом случае нельзя наблюдать предельный угол, так как ϑ_0

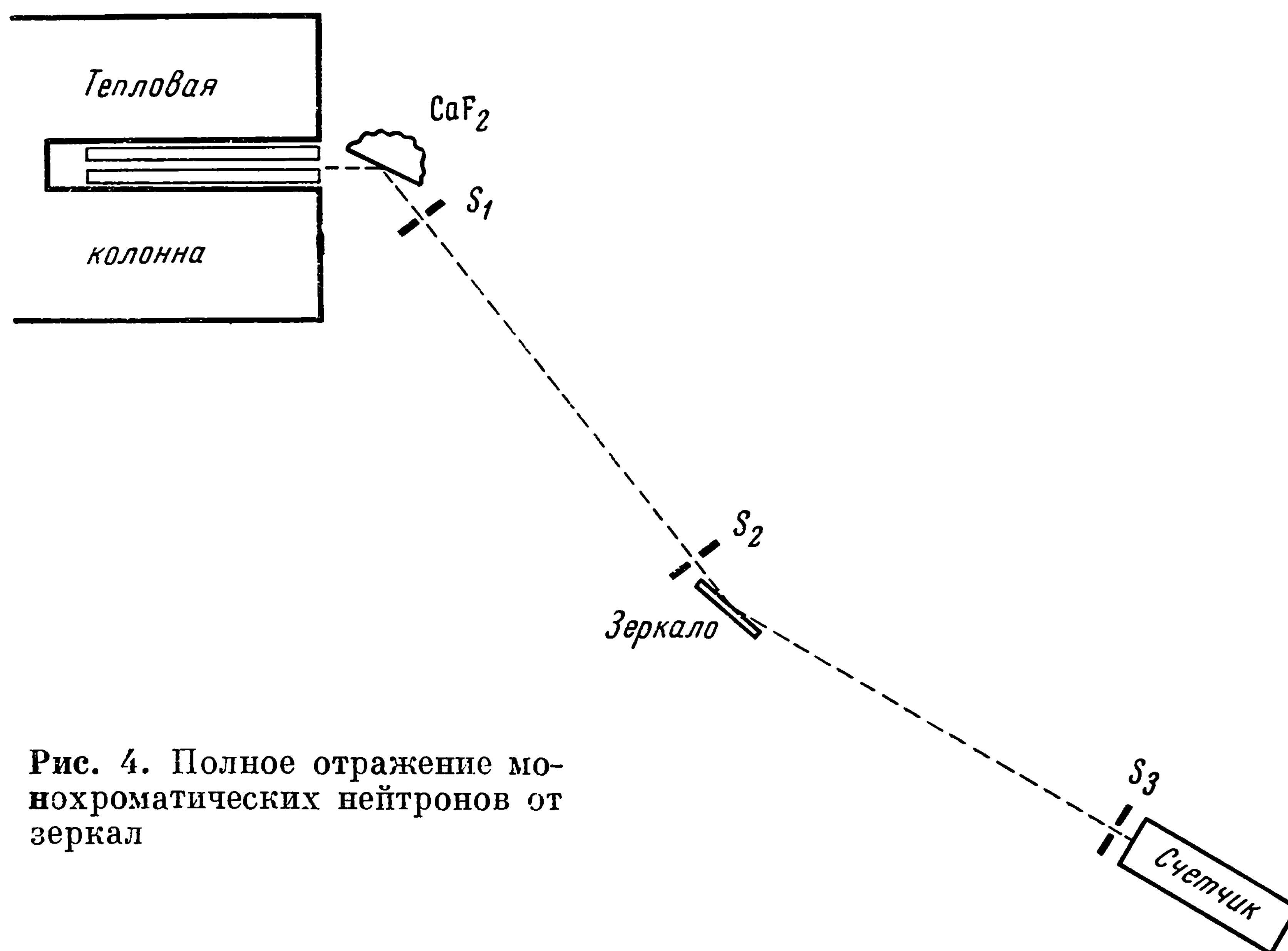


Рис. 4. Полное отражение монохроматических нейтронов от зеркал

[см. формулу (10)] пропорционально λ и поэтому максвелловски распределенные нейтроны различных длин волн исчезают из отраженного пучка постепенно, по мере увеличения угла скольжения. Несмотря на это, существование интенсивного отражения от вещества может быть истолковано как сильное свидетельство в пользу того, что показатель преломления такого вещества меньше единицы и что, следовательно, a положительно. Это справедливо потому, что хотя вещество, для которого не существует полного внутреннего отражения, и имеет конечный коэффициент отражения, но он настолько мал, что в таких случаях не может наблюдаться очень заметного отражения. Поэтому из цитировавшихся

[5] Fermi, Zinn. Phys. Rev., 1946, 70, 103. (Краткое содержание доклада на съезде Американского физического общества; см. статьи 110 и 111.— *Прим. ред.*)

экспериментов можно заключить, что элементы Be, Cu, Zn, Ni, Fe и C, для которых наблюдалось интенсивное отражение, имеют положительную длину рассеяния.

Для убедительной проверки теории полного отражения мы повторили опыты по отражению, используя монохроматические нейтроны. Это позволило наблюдать резкое падение интенсивности отраженного пучка при достижении предельного угла и измерить этот угол.

Схема эксперимента показана на рис. 4. Коллимированный пучок тепловых нейтронов, исходящий из тепловой колонны, монохроматизировался при брэгговском отражении на кристалле флюорита. Затем он коллимировался с помощью пропускания через две очень узкие (2 *мм*) кадмиевые диафрагмы S_1 и S_2, разделенные расстоянием около 3,5 *м*. Узкий монохроматический пучок, исходящий из второй щели, падает на зеркало, которое может поворачиваться на малые углы. Отраженный пучок детектируется пропорциональным счетчиком с BF_3; счетчик находится на расстоянии около 3,5 *м* и имеет входную кадмиевую щель шириной 2 *мм*. Передвигая счетчик в поперечном направлении, можно обнаружить и прямой и отраженный пучки.

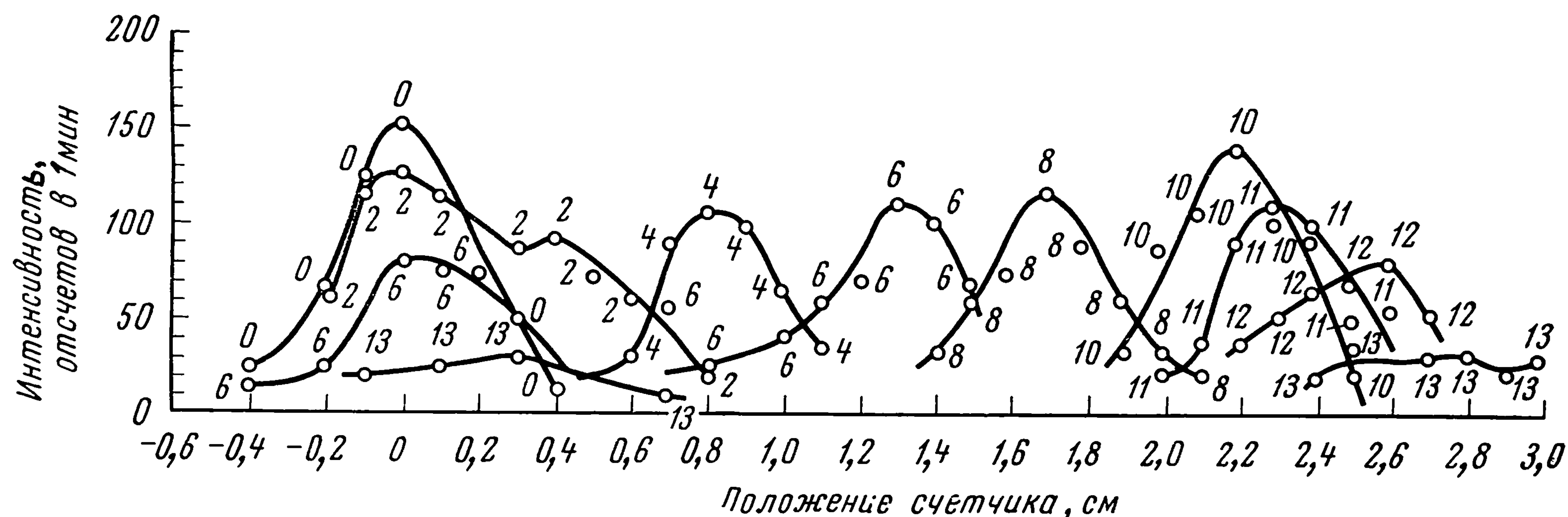


Рис. 5. Типичные результаты измерений отражения от зеркал из Be

Типичные результаты таких экспериментов (для отражения от зеркал из Be) показаны на рис. 5. По абсциссе отложено положение детектора, характеризуемое его смещением (в *см*) в направлении, перпендикулярном пучку. По ординате отложена интенсивность нейтронов (в *имп/мин*). Кривые, проведенные через точки, около которых стоят цифры 0, 2, 4 и т. д., представляют графики интенсивности при повороте зеркала на угол 0′, 2′, 4′ и т. д. относительно направления нейтронного пучка. Когда зеркало параллельно пучку, наблюдается единственный максимум, соответствующий основному пучку. При повороте зеркала на 2′ отраженный пучок едва разрешается от прямого пучка. При 4′ два максимума хорошо разрешаются. При бо́льших углах основной максимум не наносился

на график. Исключением является самый большой угол, 13′, при котором отраженный пучок полностью исчезает; исчезает также и прямой пучок, так как зеркало поворачивается на столь большой угол, что полностью перекрывает основной пучок. Эти точки поэтому соответствуют фону, который в нашем случае составлял около 20 *имп/мин*.

Из рис. 5 видно, что интенсивность отраженного пучка быстро спадает до фоновой при углах от 10′ до 13′. Это падение не происходит совершенно внезапным образом, так как угловое разрешение составляет около 2′. Изучение интенсивности показывает, что предельный угол равен 12′.

В табл. VI приведены значения предельного угла отражения от нескольких зеркал, измеренные для нейтронов с де-бройлевской длиной волны $\lambda = 1{,}873$ Å. Экспериментальные значения, приведенные во второй графе таблицы, можно сравнить с теоретическими значениями, вычисленными по формуле (10) и приведенными в третьей графе. Наблюдается превосходное согласие всюду, кроме углерода, но в этом случае использовалось не слишком хорошее графитовое зеркало.

Таблица VI

Предельный угол полного отражения нейтронов с $\lambda = 1{,}873$ Å

Зеркало	Предельный угол, минуты		Зеркало	Предельный угол, минуты	
	наблюд.	вычислен.		наблюд.	вычислен.
Be	12,0	11,1	Ni	11,5	11,8
C (графит)	10,5	8,4	Zn	7,1	6,9
Fe	10,7	10,0	Cu	9,5	9,5

Такое абсолютное определение знака длины рассеяния полностью отражающих элементов, совместно с результатами разделов 2 и 4, позволяет определить знак длин рассеяния большой группы элементов.

6. Выводы

В табл. VII суммированы все данные о длинах рассеяния, имеющиеся к настоящему времени. Указанные в таблице абсолютные знаки получены непосредственно из данных о полном отражении (раздел 5) и косвенно — комбинированием этих данных с данными об интенсивности брэгговского отражения (раздел 2) и данными по молекулярному рассеянию (раздел 4). Абсолютные значения длин рассеяния находились различными способами.

Таблица VII

Длины рассеяния

Элемент	a, 10^{-12} *см*	$4\pi a^2$ ат., 10^{-24}*см*^{2}	σ расс., 10^{-24}*см*^{2}	Примечание	
Ba	0,79	7,7	8	С	
Be	0,89	8,0	6,1	М	
Br	0,56	3,9	7	С	
C	0,67	4,8	4,8	А	
Ca	0,79	7,5	9,5	С	
Cl	1,13	15	15	А,	влияние спина и изотопного состава не учитывалось
Cu	0,81	8,0	7,2	М	
F	0,60	4,1	4,1	А,	влияние спина не учитывалось
Fe	0,82	8,1	9,2	М	
H	—0,39	0,48	21		Из теории
I	0,36	1,6	1,6	А,	влияние спина не учитывалось
K	0,35	1,5	1,5	А,	влияние спина не учитывалось
Li	—0,59	3,4	—	С	
Mg	0,56	3,7	4	С	
Mn	—0,44	2,4	2,4	А,	влияние спина не учитывалось
N	0,87	8,3	8,3	А,	влияние спина не учитывалось
Na	0,56	3,7	3,5	С	
Ni	1,09	14	13	М	
O	0,61	4,1	4,1	А	
Pb	0,48	2,9	10	С	
S	0,28	0,95	1,1	С	
Zn	0,58	4,1	3,6	М	

Для элементов, имеющих только один изотоп или один очень распространенный изотоп с нулевым спином ядра, абсолютное значение длины рассеяния может быть вычислено по формулам (5) и (2), если известно полное сечение рассеяния. Этот метод был использован, например, для приписания длине рассеяния кислорода в кристалле значения $0{,}61 \cdot 10^{-12}$ *см*. Это значение отличается в 17/16 раз от длины рассеяния свободного атома кислорода, равной $0{,}57 \cdot 10^{-12}$ *см*. В некоторых случаях тот же метод применялся и к элементам, имеющим несколько распространенных изотопов

или спин, или и то, и другое. Конечно, в этих случаях абсолютные значения гораздо менее надежны; поэтому такой метод использовался лишь при отсутствии других возможностей. Значения, полученные этим методом, условно обозначаются буквой А в последней графе табл. VII.

Результаты раздела 2 позволяют прямо или косвенно связать длины рассеяния нескольких элементов с длиной рассеяния кислорода; значение последней, $0{,}61 \cdot 10^{-12}$ *см*, в этих случаях использовалось как стандарт.

Для пяти элементов Na, K, Cl, Br и I, которые не связаны убедительно с другими элементами (см. раздел 2), в качестве стандарта выбиралась длина рассеяния Cl, равная $1{,}13 \cdot 10^{-12}$ *см*. Знак был выбран положительным отчасти на основании данных по брэгговскому отражению от $NaNO_3$, что обсуждалось в разделе 2. Кроме того, и теоретические и экспериментальные данные указывают на крайнюю маловероятность случаев отрицательных длин рассеяния. Поэтому исчезающе мала вероятность того, что у всех пяти элементов, имеющих одинаковый знак длины рассеяния, он будет отрицателен.

В остальных случаях значение длины рассеяния вычислялось по наблюдаемому предельному углу [формула (10)]. Эти случаи условно обозначаются буквой М.

В третьей графе табл. VII приводятся значения величины $4\pi a^2 \left(\frac{A}{A+1}\right)^2 \cdot 10^{24}$, *см*^{2}. Если существенную роль играет только один изотоп и спин отсутствует, то эти значения должны совпадать со значениями сечений рассеяния, а в противном случае — быть, вообще говоря, меньше. При этом чем больше различие между указанными значениями, тем сильнее различаются длины рассеяния для различных изотопов и различных ориентаций спина [6].

Поэтому данные графы 3 должны сравниваться с экспериментальными величинами сечений рассеяния, приведенными в графе 4. Конечно, в случаях А такое сравнение тривиально, так как в этих случаях для вычисления a использовались формулы (2) и (5). В остающихся случаях сравнение данных третьей и четвертой граф обнаруживает, что обычно они довольно близки, а несколько исключений (когда данные графы 3 меньше данных графы 4) могут объясняться экспериментальными погрешностями. Близость этих данных указывает на то, что, вообще говоря, спиновая и изотопическая зависимость длины рассеяния выражена не очень отчетливо.

Заметные исключения встречаются в других случаях. Это водород — случай, хорошо известный из теории Теллера — Швингера,— и свинец, некоторые из многочисленных изотопов которого могут иметь, по-видимому, отрицательную длину рассеяния.

Из таблицы видно, что в подавляющем большинстве случаев длина рассеяния положительна, как и указывалось в разделе 1.

---

[6] Такие случаи, по-видимому, отмечены в табл. VII буквой С.— *Прим. ред.*

Эта работа была выполнена в Аргоннской национальной лаборатории; персонал лаборатории оказал нам очень ценную помощь в эксплуатации реактора и предоставлении многого из необходимого экспериментального оборудования. Некоторые из использованных кристаллов были предоставлены нам Геологическим музеем в Чикаго благодаря любезности м-ра Чэнгнона, д-ром Хоулэндом из Минералогического отдела Северо-Западного университета, д-ром Фишером из Геологического отдела Чикагского университета. Кроме того, некоторые образцы были получены от «Union Carbide and Carbon Research Laboratories, Inc» и «Eagle Picher Lead Company». В некоторых экспериментах нам помогал м-р Уоррен Найр.

Этот документ основан на работе, выполненной по контракту W-31-109-eng-38 для Манхэттенского проекта, и содержащаяся в нем информация будет опубликована в разделе IV Технической серии Манхэттенского проекта как часть вклада Аргоннской национальной лаборатории.

Получена 7 февраля 1947 г.
Аргоннская национальная лаборатория и Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс

См. вводные замечания к статьям 115 и 116

117

ФАЗА РАССЕЯНИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ НА АЛЮМИНИИ И СТРОНЦИИ*

(Совместно с **Л.** *Маршалл)*

В предыдущей статье [1] мы описали метод определения того, имеют ли рассеянные на атоме нейтроны ту же фазу, что и первичная нейтронная волна, или противоположную ей. Теперь этот метод был применен еще к двум элементам, Al и Sr. Были исследованы кристаллы Al_2O_3 (корунд) и $SrSO_4$ (целестит). Найденные в эксперименте интенсивности брэгговских отражений различных порядков для монохроматических нейтронов даны в следующей таблице, составленной аналогично табл. I цитированной работы.

Таблица I

Интенсивность отражения тепловых нейтронов от Al_2O_3 и $SrSO_4$

Кристалл	Плоскость	Порядок	Структурный фактор	Интенсивность
Al_2O_3	110	1	2 Al — 1,44 O	480
		2	2 Al — 1,34 O	700
		3	2 Al + 2,09 O	5940
$SrSO_4$	001	1	0,44 Sr + 0,77 S + 0,12 O	4351
		2	0,62 Sr — 0,19 S + 0,67 O	3576
		3	0,98 Sr + 0,48 S + 1,01 O	2182
		4	0,24 Sr + 0,93 S — 1,81 O	1682
	210	1	0,78 Sr + 0,66 S — 0,01 O	6021
		2	0,21 Sr — 0,14 S + 0,36 O	413
		3	0,44 Sr + 0,84 S + 1,09 O	1493
	101	1	0,46 Sr — 0,65 S — 0,54 O	702
		2	0,55 Sr — 1,16 S — 2,54 O	3182
		3	1,94 Sr + 0,83 S + 0,50 O	5759

---

* *Phase of Scattering of Thermal Neutrons by Aluminum and Strontium.* (With L. Marshall.) Phys. Rev., 1947, 71, 915.

[1] E. Fermi, L. Marshall. Phys. Rev., 1947, 71, 666. (Статья 116.)

Попытки согласовать эти данные с фактическими значениями длин рассеяния для алюминия и стронция оказались безуспешными. Тем не менее представляется несомненным, что знак длины рассеяния для алюминия совпадает со знаком для кислорода, т. е. положителен согласно принятым нами обозначениям. Это доказывается малой интенсивностью первого и второго порядков по сравнению с интенсивностью третьего порядка.

Аналогичная зависимость для отражения от плоскости (101) целестита указывает на то, что длина рассеяния для стронция также положительна. Из сечений рассеяния на этих элементах ($1{,}4 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2} для Al и $9{,}5 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2} для Sr) можно найти, что для Al длина рассеяния равна $0{,}35 \cdot 10^{-12}$ *см*, а для Sr составляет $0{,}88 \cdot 10^{-12}$ *см*.

Поступила 15 мая 1947 г.
Аргоннская национальная лаборатория и Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс

См. вводные замечания к статьям 115 и 116

118

СПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ НА Be, Al и Bi *

(Совместно с Л. Маршалл)

С помощью измерений сечений рассеяния холодных нейтронов была получена некоторая информация о спиновой зависимости рассеяния медленных нейтронов на Be, Al и Bi. Полученный результат состоит в том, что при изменении ориентации спина знак длины рассеяния ни в одном из этих трех случаев не изменяется. Но значение длины рассеяния при одной ориентации спина в случаях Be и Bi может достигать вдвое большей величины, чем при другой ориентации спина; в случае Al эти значения могут различаться в три раза.

Некоторую информацию о спиновой зависимости рассеяния медленных нейтронов можно получить, измеряя сечения ряда микрокристаллических веществ для холодных нейтронов [1,2].

Когда медленный нейтрон рассеивается атомом со спином ядра I, можно ожидать, что в зависимости от того, будет ли спин нейтрона параллелен или антипараллелен I, длина рассеяния будет иметь два значения [2]; в дальнейшем эти значения будут обозначаться a_+ и a_-. Если a_+ и a_- равны друг другу, то рассеяние не зависит от спина. В этом случае спин не сказывается на интерференционных явлениях, и рассеянные на атомах нейтронные волны ведут себя как полностью когерентные. Если же a_+ и a_- отличаются друг от друга, то когерентное сечение атома определяется средней длиной рассеяния [см. формулу (6) нашей статьи [2]]

$$a = \frac{I}{2I+1} a_- + \frac{I+1}{2I+1} a_+.$$

Остающееся рассеяние представляет для интерференционных явлений некогерентную часть.

Для обсуждения роли когерентного и некогерентного рассеяния необходимо различать соударения, при которых ориентация спина не меняется, и соударения, при которых она изменяется. Первый тип соударений обус-

---

* *Spin Dependence of Scattering of Slow Neutrons by* Be, Al and Bi. (With L. Marshall.) Phys. Rev., **72**, 1947, 408—410.

[1] H. L. Anderson, E. Fermi, L. Marshall. Phys. Rev., 1946, **70**, 815. (Статья 104.)

[2] E. Fermi, L. Marshall. Phys. Rev., 1947, **71**, 666. (Статья 116.)

ловливает когерентное рассеяние, второй — некогерентное. Причина состоит в том, что интерференция происходит только тогда, когда рассеяние обусловлено совместным действием всех атомов. Именно это имеет место, если не происходит изменения спина, которое могло бы указать атом, ответственный за рассеяние. Если же изменение спина происходит, то рассеяние приписывается индивидуальному действию того атома, спин которого изменился.

С помощью элементарной квантовой механики можно показать, что сечение когерентного рассеяния равно

$$\sigma_{\text{ког}} = 4\pi \left[\frac{I}{2I+1} a_- + \frac{I+1}{2I+1} a_+ \right]^2, \tag{1}$$

а сечение некогерентного рассеяния —

$$\sigma_{\text{неког}} = 4\pi \frac{I(I+1)}{(2I+1)^2} (a_+ - a_-)^2. \tag{2}$$

Последнее обращается в нуль, когда a_+ равно a_-.

Сечение рассеяния σ есть сумма выражений (1) и (2):

$$\sigma = 4\pi \left(\frac{I+1}{2I+1} a_+^2 + \frac{I}{2I+1} a_-^2 \right). \tag{3}$$

Рассеяние нейтронов микрокристаллическим веществом обусловлено главным образом брэгговскими отражениями от тех микрокристаллов, которые оказываются ориентированными подходящим образом. Такие брэгговские отражения возможны только в том случае, если длина волны λ меньше $2d$, где d — максимальное расстояние между соседними плоскостями кристалла. В соответствии с этим полное сечение рассеяния микрокристаллических веществ обычно резко падает при достижении этой критической длины волны. Однако сечение обычно не падает до нуля. Остаточное рассеяние частично обязано влиянию нерегулярностей кристалла (как постоянно имеющихся, так и обусловленных тепловым движением), частично — некогерентному рассеянию по формуле (2) и влиянию изотопов, если таковые существуют.

Если бы было возможно измерять при абсолютном нуле остаточное сечение для вещества, содержащего только один изотоп и состоящего из идеальных кристаллов, были бы осуществимы измерения некогерентного сечения, определяемого формулой (2). Отсюда можно было бы вычислять $|a_+ - a_-|$. Однако, вследствие неизбежных нерегулярностей образца, практически возможно получить лишь верхний предел указанной величины.

Нами были выполнены измерения остаточного сечения микрокристаллических Be, Al, Bi и Pb. Пучок нейтронов от тепловой колонны Аргоннского тяжеловодного котла пропускался через фильтр из BeO (100 *г/см*^{2}) или графита (57 *г/см*^{2}). В этом пучке холодных нейтронов измерялось пропускание различных элементов для образцов увеличивающейся толщины.

В некоторых случаях при возрастании толщины образцов сечение заметно уменьшалось. Это обусловлено дополнительным фильтрующим действием образца на пучок нейтронов и будет обсуждено позже.

Результаты измерений суммированы в табл. I. В графах 4 и 5 соответственно приведены сечения для нейтронов, прошедших через фильтры из BeO и графита. Для сравнения в графе 3 указаны сечения для нейтронов, не проходивших через фильтр. Эти последние значения, в особенности для Bi и Pb, заметно занижены ввиду крупнокристаллической структуры образцов. Вследствие этого существует гашение брэгговского отражения внутри каждого из отдельных кристаллов, что и приводит к кажущемуся уменьшению сечения.

Таблица I

Сечения рассеяния для медленных нейтронов

Элемент	Спин	σ, 10^{-24} *см*^{2} для нейтронов, не пропускавшихся через фильтр $\lambda \sim 1,8$ A	σ, 10^{-24} *см*^{2} для нейтронов, прошедших через фильтр из BeO $\lambda > 4,4$ A	σ, 10^{-24} *см*^{2} для нейтронов, прошедших через графитовый фильтр $\lambda > 6,7$ A	Теоретическая граница, A	Остаточное сечение рассеяния, 10^{-24} *см*^{2}	$\sigma_{рассеяния}$, 10^{-24} *см*^{2}	Пределы для значения a_+/a_-
Be	3/2	6,0	0,49	0,64	3,95	0,47	7,5	от 0,6 до 1,8
Al	3/2	1,7	0,93	1,23	4,67	0,21	1,5	от 0,25 до 3,3
Bi	9/2	7,2	от 1,67 до 1,4	0,93	8,00	0,85	8,9	от 0,5 до 2,1
Pb	—	9,8	от 4,6 до 1,9	1,61	5,7	0,85	11	—

Сечения, приведенные в графах 4 и 5, гораздо меньше сечений графы 3, так как фильтры удаляют значительную часть нейтронов, способных претерпеть брэгговское отражение.

Теоретическая граница ($2d$) для Be составляет 3,95 Å. Таким образом, оба фильтра пропускают только длины волн, которые превышают $2d$ и не могут испытать брэгговское рассеяние. Превышение сечения графы 5 над сечением графы 4 вызвано, вероятно, допплеровским эффектом, обусловленным тепловым движением ядер Be. За величину остаточного сечения (0,47), приведенную в графе 7, было выбрано наименьшее из указанных значений, исправленное на слабое поглощение Be.

В случае Al фильтр из BeO не полностью исключает все нейтроны, могущие испытать брэгговское отражение. Бо́льшая часть увеличения сечения при переходе от графы 4 к графе 5 обусловлена возрастанием поглощения по закону $1/v$. Фактически с графитовым фильтром получено минимальное сечение рассеяния, так как значение 1,23 должно быть уменьшено на 1,02 ввиду поглощения в Al. Поэтому остаточное сечение рассеяния взято равным 0,21.

Теоретическая граница $2d$ для Bi составляет 8,0 Å. Поэтому ни один из фильтров не в состоянии полностью удалить нейтроны, которые могут испытать брэгговское отражение. Для нейтронов, пропущенных через фильтр из BeO, наблюдается уменьшение сечения при увеличении толщины Bi, что, по-видимому, обусловлено частичным фильтрующим действием самого образца. Меньшее сечение получается с графитовым фильтром, так как у него критическая длина волны ($2d$) больше. Это значение было уменьшено на 0,08, чтобы учесть поглощение; таким образом, верхний предел остаточного рассеяния был принят равным 0,85.

Теоретическая граница для Pb расположена на 5,7 Å. Поэтому фильтр из BeO не подходит для этого случая, что ясно демонстрируется изменением сечения от 4,6 до 1,9 при увеличении толщины поглотителя. В качестве остаточного сечения рассеяния мы приняли сечение, измеренное с графитовым фильтром и уменьшенное на 0,76 для учета поглощения.

Полученные таким образом значения остаточных сечений рассеяния собраны в графе 7 таблицы. В графе 8 перечислены сечения рассеяния связанных атомов, полученные умножением сечений свободных атомов на множитель $[(A+1)/A]^2$ для учета приведенной массы.

Для элементов Be, Al и Bi, имеющих только по одному изотопу, остаточное сечение рассеяния обусловлено только спиновой зависимостью длины рассеяния и нерегулярностями кристалла. Предположение о том, что остаточное сечение целиком обусловлено спиновой зависимостью, приводит к завышенной оценке различия между a_+ и a_-. Пределы для отношения a_+/a_-, указанные в графе 9, вычислены при таком предположении с использованием данных граф 7 и 8 и формул (2) и (3).

В трех исследованных случаях найдено, что a_+ и a_- имеют одинаковые знаки. Это согласуется с тем, что почти все элементы обладают положительной длиной рассеяния [2]. Если допустимо делать обобщения на основании этих нескольких случаев, то можно сказать, что то же самое справедливо, по-видимому, и для длин рассеяния при различных ориентациях спина. Это вполне правдоподобно и с теоретической точки зрения. С другой стороны, если длины рассеяния различаются не более чем в два раза, то это приведет к относительно малой величине некогерентного рассеяния. Наблюдение остаточного рассеяния становится чувствительным методом исследования спиновой зависимости только в том случае, если различие между длинами рассеяния достаточно велико. Вполне возможно, что это различие гораздо меньше указанных максимальных величин и что наблюдавшееся остаточное рассеяние обусловлено главным образом нерегулярностями кристалла. Данные для Pb не подвергались анализу, так как в этом случае положение осложняется наличием нескольких изотопов.

Настоящая статья основывается на работе, выполненной в Аргоннской национальной лаборатории и финансировавшейся Манхэттенским проектом.

Получена 15 мая 1947 г.

Аргоннская национальная лаборатория и Чикагский университет, Чикаго, Иллинойс

К статьям 119 и 120

Неожиданно малое взаимодействие μ-мезонов с ядерным веществом заинтересовало Ферми после работы Конверси, Панчини и Пиччони. Об этой работе мне довелось услышать на коллоквиуме, на котором Ферми не было, и несколькими днями позже я рассказал о ней Ферми. Итальянская группа получила озадачивающий результат: распад отрицательного μ-мезона казался более вероятным, чем его реакция с нуклонами ядра углерода. Как нам стало ясно с самого начала, это указывало на чрезвычайную слабость взаимодействия между μ-мезонами и нуклонами. К аналогичному заключению пришел и Вайскопф; обменявшись письмами, мы договорились о небольшой совместной заметке (статья 119).

Однако Ферми полагал, что надо как можно тщательнее рассмотреть и другие, альтернативные объяснения. Он считал необходимым установить, не может ли процесс захвата μ-мезонов на самую нижнюю орбиту вокруг ядра занимать значительный промежуток времени: в этом случае относительно большое число μ-мезонов распалось бы во время захвата. Поэтому мы (во время наших обсуждений я фактически был по большей части слушателем) очень подробно рассмотрели процесс захвата. Ответ мог быть получен прямым и убедительным образом благодаря адекватности статистического (ферми-томасовского) описания атома. Было только одно не совсем ясное место: может ли относительно большое число μ-мезонов находиться около ядра в состояниях с большим моментом импульса (в этой «ловушке» мезон медленнее теряет энергию). В конце концов все же оказалось возможным провести методичное рассмотрение механизма потерь энергии в различных веществах.

Когда писалась эта статья, у нас с Ферми на двоих была одна секретарша (Нэнси Мак-Миллан), но у нее был диплом химика. Статья была в действительности записана миссис Мак-Миллан под диктовку, а поскольку Ферми и я часто перебивали друг друга, формулируя фразы, то первый набросок статьи вышел несколько путаным (тем, что он вообще получился, мы обязаны превосходной работе нашего секретаря). Задача превращения этого наброска в статью была возложена на меня. Боюсь, что сделал я это не лучшим образом.

Э. Теллер

Несколько слов о значении этой работы для физики элементарных частиц. Известно, что в 1935 г. Х. Юкава предложил свою теорию ядерных сил, согласно которой последние осуществляются через обмен частиц (мезонов) с массой в районе 200—300 электронных масс. При этом он выразил также мнение, что бета-радиоактивность ядер могла быть вызвана виртуальным распадом этих гипотетических частиц. После обнаружения в космическом излучении К. Андерсоном и С. Неддермайером заряженных частиц с массой около 200 электронных масс естественно было отождествить эти частицы (впоследствии получившие название мюонов) с постулированными Юкава. Этот вывод подтверждается тем, что мюоны оказались нестабильными.

Отождествление мюона с частицей Юкава стало догмой, отказаться от которой вынудил опыт Конверси и др., с одной стороны, и как раз комментируемые здесь работы 119 и 120 — с другой. В них было определенно показано, что мюон не ядерноак-

тивен и поэтому не может быть отождествлен с ядерноактивной по определению частицей Юкава. Вскоре в космическом излучении Латтес, Оккиалини и Пауэлл обнаружили ядерноактивную частицу — пион и показали, что мюон рождается только вследствие распада пиона. Так уже с самого начала в физике пионов и мюонов Ферми оставил неизгладимый след.

Б. Понтекорво

119

РАСПАД ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЕЗОТРОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ*

(Совместно с Э. Теллером и В. Вайскопфом)

В недавнем эксперименте Конверси, Панчини и Пиччони[1] поведение мезотронов, останавливающихся в железе или графите, наблюдалось по отдельности для положительных и отрицательных частиц. Авторы нашли, что в железе электроны распада наблюдаются только для положительных мезотронов. Это и ожидалось[2], так как отрицательные мезотроны, замедлившись, могут подойти к ядру и исчезнуть в результате взаимодействия с ним. Напротив, когда для остановки мезотронов используется графит, то запаздывающие электроны распада наблюдаются примерно с одинаковой интенсивностью как для положительных, так и для отрицательных мезотронов. Этот результат резко расходится с существующими предсказаниями и, по-видимому, указывает на то, что взаимодействие мезотронов и нуклонов, соответствующее принятым схемам, на много порядков величины слабее обычно предполагающегося. Исчезновение отрицательного мезотрона может быть проанализировано с помощью разбиения на процесс приближения мезотрона к ядру и процесс захвата, обусловленный короткодействующим взаимодействием мезотрона и нуклонов.

Замедление мезотронов до энергии около 2000 *эв* происходит в соответствии с обычной теорией. При вычислении энергетических потерь в области меньших энергий мы учли обмен энергией с электронами и радиационные потери. Электроны рассматривались как вырожденный газ с максимальной скоростью v_0; скорость V мезотронов предполагалась малой по сравнению с v_0. Тогда передача энергии электронам за единицу времени составляет по порядку величины $e^4m^2T/(\hbar^3\mu)$. Здесь m и μ— массы электро-

---

* *The Decay of Negative Mesotrons in Matter.* (With E. Teller and V. Weisskopf.) Phys. Rev., 1947, **71**, 314—315.

[1] M. Conversi, E. Pancini, O. Piccioni. Phys. Rev., 1947, 71, 209.

[2] S. Tomonaga, G. Araki. Phys. Rev., 1940, 58, 90.

нов и мезотронов соответственно, T — кинетическая энергия мезотрона. По этой формуле можно вычислять энергетические потери и тогда, когда полная энергия отрицательна (т. е. мезотрон связан в атоме); она справедлива до тех пор, пока мезотрон движется снаружи K-орбиты. На более близких расстояниях формула несколько модифицируется, а при самых малых энергиях будут преобладать радиационные потери. В большинстве твердых тел мезотрон достигает самой нижней своей орбиты вокруг ядра не более чем за 10^{-12} *сек*. Размеры этой орбиты в 200 раз меньше радиуса K-оболочки, т. е. для углерода примерно в 10 раз больше радиуса ядра, а для железа — примерно вдвое больше радиуса ядра. Вероятность нахождения мезотрона внутри ядра, после того как он достиг этой орбиты, составляет около 0,001 в случае углерода и 0,1 в случае железа.

В соответствии с принятыми мезотронными теориями надо предположить теперь, что захват мезотрона происходит согласно одной из следующих схем [3]:

$$P + \mu^- = N + h\nu, \qquad (1)$$

$$X + \mu^- = N + Y. \qquad (2)$$

Здесь P и N обозначают протон и нейтрон, μ — мезотрон, $h\nu$ — световой квант, а X и Y — начальное и конечное ядро в процессе захвата. Первый расчет этих процессов при определенном виде мезотронного взаимодействия был проделан Кобаяси и Окаяма, а также Саката и Таникава [4]. Результаты до некоторой степени зависят от спина мезотрона и принятого вида взаимодействия. Например, в случае псевдоскалярного мезотрона и энергии взаимодействия вида

$$\sum_i \frac{\hbar}{\mu c} (4\pi)^{1/2} g\tau_i \int (\psi^* \sigma \psi) \operatorname{grad} \Phi_i \, dv$$

(ψ — волновая функция нуклонов, Φ_i — мезотронов, μ — масса мезотрона, индекс i относится к заряду, τ — оператор изотопического спина) время поглощения мезотрона, уже захваченного на свою наинизшую орбиту, получается для процесса (1) равным 10^{-18} и 10^{-20} *сек* для углерода и железа соответственно. Процесс (2) приводит, по-видимому, к временам, в 10 раз более коротким. Полученные значения пренебрежимо малы по сравнению с временем жизни отрицательного мезотрона, $2 \cdot 10^{-6}$ *сек*.

Экспериментальный результат [1] приводит к заключению, что время захвата мезотрона с наинизшей орбиты углерода не меньше, чем время естественного распада, т. е. составляет около 10^{-6} *сек*. Это значение отличается от полученных оценок множителем около 10^{12}. Изменение спина

---

[3] В 1947 г. предполагалось, что мезон имеет целый спин. Теперь известно, что в опыте Конверси и др. «главными действующими лицами» были мюоны, спин которых равен 1/2.— *Прим. ред.*

[4] Kobayasi, Okayama. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan, 1939, **21**, 1; Sakata, Tanikawa. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan, 1939, **21**, 58.

мезотрона или вида взаимодействия может уменьшить указанное расхождение до 10^{10}.

Если экспериментальные результаты верны, они должны вынудить весьма решительные изменения вида мезотронных взаимодействий. Эти результаты имеют значение также и для одиночного образования мезотронов искусственными источниками. Действительно, процесс рождения мезотронов под действием гамма-лучей или быстрых протонов обратен процессам (1) и (2). Если взаимодействие, соответствующее этим двум процессам, гораздо слабее ожидавшегося, то это же должно быть справедливо и для обратных процессов. Таким образом, могут возникнуть сомнения относительно того, удастся ли получать в изобилии искусственные мезотроны при энергиях бомбардировки лишь немногим выше порога образования одного мезотрона. Конечно, высказанные аргументы не относятся к предсказаниям относительно рождения мезотронных пар под действием электромагнитного излучения.

Получена 7 февраля 1947 г.
Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс
Массачусетский технологический институт,
Кембридж, Массачусетс

См. вводные замечания к статье 119

120

ЗАХВАТ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЕЗОТРОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ*

(Совместно с Э. Теллером)

Проведено подробное обсуждение энергетических потерь отрицательных мезотронов в веществе. Рассматривается энергетический интервал от $+2000$ *эв* до самой низкой квантованной орбиты мезотрона. Наиболее важным механизмом потерь энергии являются соударения с электронами; в непосредственной близости к ядру важную роль играют радиационные потери.

Полная длительность процесса составляет около 10^{-13} *сек* в конденсированных веществах и 10^{-9} *сек* в воздухе при нормальных условиях. В химических соединениях вероятность захвата на различные атомы приблизительно пропорциональна Z.

1. Введение

Результаты экспериментов[1] по захвату отрицательных мезотронов в веществе недавно обсуждались с точки зрения содержащейся в них информации о взаимодействии между мезотронами и нуклонами. Взаимодействие медленных отрицательных мезотронов с веществом описывалось как состоящее из двух стадий[2]. На первой из них мезотрон захватывается на боровскую орбиту вокруг ядра, имеющую радиус около 10^{-12} *см*. Во время второй стадии, где ведущую роль играют типично ядерные взаимодействия, мезотрон погибает при столкновениях с соседними нуклонами. Данная статья будет посвящена главным образом подробному рассмотрению первой стадии.

Главная цель подробного рассмотрения процесса захвата — удостовериться в том, что длительность этого процесса мала по сравнению со временем естественного распада мезотрона ($\sim 2\cdot 10^{-6}$ *сек*). В частности, мы намереваемся обсудить, как влияют на процесс захвата физическое и химическое состояния вещества. В этой связи будут рассмотрены также относительные вероятности захвата мезотронов ядрами различных элементов в том случае, когда вещество замедлителя является химическим соединением.

---

* *The Decay of Negative Mesotrons in Matter.* (With E. Teller.) Phys. Rev., 1947, 72, 399—408.

[1] M. Conversi, E. Pancini, O. Piccioni. Phys. Rev., 1947, 71, 209.

[2] E. Fermi, E. Teller, V. Weisskopf. Phys. Rev., 1947, 71, 314. (Статья 119.)

На протяжении большей части процесса захвата длина волны мезотрона мала по сравнению с геометрическими размерами поля, в котором частица движется. Поэтому движение мезотрона в большинстве случаев допустимо рассматривать чисто классическим образом.

2. Энергетические потери мезотронов в области выше 2000 *эв*

До тех пор пока энергия мезотрона превышает 2000 *эв*, его скорость больше скорости валентных электронов. Следовательно, замедление мезотронов можно рассматривать с помощью обычных методов, применимых к быстрым тяжелым частицам. Наибольшая доля времени при замедлении мезотрона тратится на состояния, в которых он движется с релятивистскими скоростями. Последствия распада мезотронов космического излучения на этой стадии хорошо известны и не будут здесь рассматриваться. Время, необходимое для замедления мезотрона от релятивистских 10^8 *эв* до 2000 *эв*, составляет около 10^{-9}—10^{-10} *сек* для конденсированных сред и в 1000 раз больше этого для воздуха. Эта стадия процесса замедления опять-таки не будет представлять для нас основного интереса. Будет показано, что длительность этой стадии существенно больше длительности более поздних стадий процесса захвата. Вероятность спонтанного распада в течение этой стадии (соответствующей пробегу порядка нескольких сантиметров в конденсированной среде) составляет всего лишь около 10^{-4}. Следовательно, при измерениях на обычной аппаратуре лишь пренебрежимо малая доля зарегистрированных распадов может быть приписана распаду во время этой фазы [3]. Бо́льшую часть этого интервала 10^{-10} *сек* занимают фазы, во время которых мезотроны все еще движутся со скоростями, близкими к световой. Формула для энергетических потерь в единицу времени имеет вид

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{4\pi e^4 NZ}{mV} \ln\left(\frac{b_{\text{макс}}}{b_{\text{мин}}}\right). \tag{1}$$

Здесь W — энергия мезотрона, V — его скорость, m — масса электрона, N — число атомов порядкового номера Z в 1 *см*^{3}, $b_{\text{макс}}$ и $b_{\text{мин}}$ — экстремальные значения параметра столкновения. В течение указанного интервала времени значение логарифмического множителя уменьшается от примерно 10 до 0. Значение 0 достигается в тот момент, когда скорость мезотрона становится равной скорости электрона. Таким образом, вклад от последующих столкновений с электронами равен нулю. Наконец, скорость мезотрона становится меньше скорости валентных электронов. Начиная с этого момента рассмотрим подробно процесс последующих энергетических потерь.

[3] Если измерения производятся методом задержанных совпадений, то распады, произошедшие в течение этой стадии, вообще не регистрируются.

3. Передача энергии вырожденному электронному газу

Когда энергия мезотрона станет меньше 2000 *эв* и, значит, его скорость — меньше скорости валентных электронов, то формула (1) перестает быть полезным приближением, и тогда передачу энергии электронам лучше оценивать следующим образом.

Примем, что мезотрон движется в вырожденном электронном газе со скоростью V, гораздо меньшей максимальной скорости v_0 электронов. В этом случае энергетические потери могут быть оценены таким образом. При каждом отдельном столкновении электрона с мезотроном скорость электрона будет изменяться на величину порядка V. Например, для лобового удара эта величина составит $2V$. Так как электронный газ вырожден, то все соударения, при которых конечные скорости электрона попадают в заполненную зону пространства скоростей, будут запрещены принципом Паули. Следовательно, в соударениях могут принять участие только те электроны, скорости которых отличаются от v_0 на величину порядка V. Число таких электронов в единичном объеме приблизительно равно

$$n \approx \frac{m^3 v_0^2 V}{\hbar^3}. \tag{2}$$

С другой стороны, сечение σ для столкновений, приводящих к заметным изменениям направления, составляет примерно

$$\sigma \approx \left(\frac{e^2}{mv_0^2}\right)^2. \tag{3}$$

В столкновениях такого типа, не запрещенных принципом Паули, передается энергия, которая всегда положительна и равна приблизительно

$$W \approx mv_0V. \tag{4}$$

Из соотношений (2), (3), (4) можно вычислить порядок величины энергетических потерь в единицу времени:

$$-\frac{dW}{dt} \approx W\sigma n v_0 \approx \frac{m^2e^4V^2}{\hbar^3} \approx \frac{m^2e^4T}{\mu\hbar^3} \approx \frac{T}{t_0}, \tag{5}$$

где T — кинетическая энергия мезотрона, $t_0 = \mu\hbar^3/m^2e^4 = 4{,}84 \cdot 10^{-15}$ *сек*, μ — масса мезотрона (мы приняли $\mu = 200\ m$).

Следует отметить, что энергетические потери по формулам (1) и (5), т. е. для быстрых и медленных мезотронов соответственно, различным образом зависят от скорости. Для быстрых мезотронов энергетические потери в единицу времени обратно пропорциональны скорости, а для медленных мезотронов — прямо пропорциональны квадрату скорости. Следовательно, существует максимум энергетических потерь, расположенный

вблизи границы совместимости обоих формул, а именно, при скорости мезотронов порядка скорости электронов v_0. Может вызвать сомнения то обстоятельство, что энергетические потери (5) не зависят от плотности вырожденного электронного газа, через который движется мезотрон. Дело в том, что соударения происходят между мезотроном и наиболее быстрыми электронами, а сечение процесса соударения убывает как $1/v_0^4$. Этой сильной зависимости от v_0 как раз достаточно, чтобы свести на нет влияние большой плотности электронов, большой потери энергии при столкновении и большой относительной скорости сталкивающихся частиц. Конечно, если формулу (5) толковать прямолинейно, то получится абсурдный результат: энергетические потери остаются неизменными даже при крайне малой плотности электронов.

В действительности существуют две причины, ограничивающие применимость формулы (5) для малых плотностей электронов. Одно условие состоит в том, что

$$V \leqslant v_0, \tag{6}$$

т. е. что мезотрон должен двигаться медленно по сравнению с электронами. Вторая причина обусловлена тем, что при движении отрицательного мезотрона через электронный газ электростатическое отталкивание уменьшает плотность электронов вблизи мезотрона. Такое «разреживание» электронов вблизи мезотрона фактически нейтрализует его заряд на расстояниях порядка

$$\left(\frac{a\hbar}{mv_0}\right)^{1/2}, \tag{7}$$

где a — боровский радиус

$$\frac{\hbar_2}{me^2}\,. \tag{8}$$

Количественное рассмотрение электрон-мезотронных столкновений можно провести в борновском приближении. Оно применимо в том случае, когда выполнено условие

$$\frac{e^2}{\hbar v_0} < 1. \tag{9}$$

Если использование борновского приближения оправдано, то размеры области, в которой происходят рассматриваемые столкновения, равны длине волны де Бройля рассеянной частицы. Эта длина волны должна быть меньше расстояния (7), если мы хотим, чтобы выражение (5) было применимо. Отсюда следует, что

$$\frac{\hbar}{mv_0} < \left(\frac{a\hbar}{mv_0}\right)^{1/2} \quad \text{или} \quad \frac{mv_0}{\hbar} > \frac{1}{a}\,. \tag{10}$$

Левая часть второго неравенства приблизительно равна корню кубическому из плотности электронного газа. Условие (10) означает, следовательно,

что плотность электронного газа должна быть такова, чтобы в кубе со стороной, равной боровскому радиусу, находилось в среднем более одного электрона. Неравенства (9) и (10) тождественны по смыслу. Легко показать, что если они не выполняются, то выражение (5) неприменимо и мезотрон теряет энергию гораздо более медленно, чем это следует из выражения (5). Условия (6) и (10) независимы; применяться должно более сильное из них. В конденсированной среде не очень малой плотности условие (10) обычно приближенно выполняется. В газах, однако, оно выполняется только внутри атомов, и поэтому потери энергии будут происходить только в этих областях.

Энергетические потери медленных мезотронов в идеальном вырожденном электронном газе количественно выражаются следующим интегралом:

$$\frac{me^4V^2}{8\pi\hbar^3}\int_0^{\pi}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi}\frac{(\cos\vartheta-\cos\vartheta')\sin\vartheta\,d\vartheta\sin\vartheta'\,d\vartheta'\,d\varphi}{\sin^4(\psi/2)}. \tag{11}$$

Переменные, по которым проводится интегрирование, имеют следующий смысл: ϑ и ϑ' — углы между направлениями начальной и конечной скорости электрона и направлением скорости мезотрона; ψ — угол отклонения электрона; φ задается соотношением

$$\cos\psi=\cos\vartheta\cos\vartheta'+\sin\vartheta\sin\vartheta'\cos\varphi. \tag{12}$$

Вблизи $\psi=0$ интеграл логарифмически расходится. Эту расходимость можно устранить, приняв во внимание то обстоятельство, что соответствующие малым значениям ψ столкновения происходят на больших расстояниях, когда заряд мезотрона экранирован.

Столкновения при расстояниях, превышающих определяемые условием (7), не будут давать никакого вклада. Поэтому надо рассматривать только те соударения, при которых передаваемый импульс больше, чем

$$\left(\frac{\hbar mv_0}{a}\right)^{1/2}, \tag{13}$$

т. е. больше, чем величина $\hbar$, деленная на длину (7). Отсюда получаем, что в качестве нижнего предела интегрирования можно взять

$$\psi_{\text{мин}}=\left(\frac{\hbar mv_0}{a}\right)^{1/2}(mv_0)^{-1}=\left(\frac{e^2}{\hbar v_0}\right)^{1/2}=\left(\frac{c}{137\,v_0}\right)^{1/2}. \tag{14}$$

Следует заметить, что, когда условие (10) выполнено, величина $\psi_{\text{мин}}$ мала по сравнению с 1, как и должно быть. Избавившись от расходимости с помощью такого подхода, можно вычислить интеграл (11) и получить следующую оценку энергетических потерь в единицу времени:

$$-\frac{dW}{dt}=\frac{4}{3\pi}\frac{m^2e^4V^2}{\hbar^3}\ln\frac{1}{\psi_{\text{мин}}}=\frac{2}{3\pi}\frac{m^2e^4V^2}{\hbar^3}\ln\frac{137\,v_0}{c}, \tag{15}$$

и окончательно

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{4}{3\pi}\frac{m^2e^4\Gamma}{\mu\hbar^3}\ln\frac{137\,v_0}{c}\,. \qquad (16)$$

Численное значение логарифмического члена невелико; в глубинных частях атома оно будет несколько больше. Для оценки порядка величины допустимо использовать формулу (5).

Развитая здесь теория приложима к тем случаям, когда для описания электронов, находящихся вблизи мезотрона, хорошо применимо понятие вырожденного газа. В частности, теория не будет справедлива внутри K-оболочек атома, так как плотность электронов в этой области меньше значения, соответствующего вырожденному газу. Мы вернемся к этому вопросу в следующем разделе. Случай диэлектриков и газов, где энергия возбуждения электронов не может меняться непрерывным образом, будет рассмотрен специально. В случае металлов практически почти достигаются идеализированные условия. К рассмотрению этого случая мы и перейдем.

4. Металлы

Для вычисления энергетических потерь в зависимости от энергии мезотрона необходимо найти среднее значение кинетической энергии $\overline{T}$, которое должно подставляться в формулу (5). При вычислении среднего значения T используется то обстоятельство, что вероятность нахождения мезотрона в данном элементе объема имеет вес, равный корню квадратному из кинетической энергии, которой обладает мезотрон в данном положении. Основанием для подобного приписывания веса является то, что доступный для мезотрона объем в импульсном пространстве пропорционален

$$T^{1/2}dT = T^{1/2}dW. \qquad (17)$$

Поэтому средняя кинетическая энергия равна

$$\overline{T} = \frac{\int (W-U)^{3/2}\,d\tau}{\int (W-U)^{1/2}\,d\tau}\,, \qquad (18)$$

где U — потенциальная энергия, $d\tau$ — элемент объема.

Для мезотронов больших энергий U пренебрежимо мало по сравнению с W, так что $\overline{T}$ будет равно W. Когда энергия приближается к 0, т. е. к значению, при котором мезотрон более не может свободно переходить от одного атома к другому, средняя кинетическая энергия становится заметно больше W, так как U отрицательно. Если W отрицательно, то мезо-

трон связан в определенном атоме. Как будет видно позже, при отрицательных значениях энергии W кинетическая энергия по порядку величины равна абсолютному значению W.

Нижний предел для $\overline{T}$ и для энергетических потерь при положительных значениях W можно получить, заменив $(W-U)^{3/2}$ в числителе подынтегрального выражения (18) на меньшее выражение $W^{3/2}+(-U)^{3/2}$ и $(W-U)^{1/2}$ в знаменателе — на большее выражение $W^{1/2}+(-U)^{1/2}$. Ошибка, вносимая такой заменой, максимальна при $W=|U|$ и составляет тогда коэффициент 2. Итак,

$$\overline{T}\approx\frac{\int W^{3/2}d\tau+\int(-U)^{3/2}d\tau}{\int W^{1/2}d\tau+\int(-U)^{1/2}d\tau}. \tag{18a}$$

Воспользуемся потенциалом, полученным по статистической модели атома

$$U=-\frac{Z^{4/3}e^2}{b}\frac{\varphi(x)}{x}, \tag{19}$$

где расстояние до ядра положено равным $r=xbZ^{-1/3}$, а длина b есть

$$b=\left(\frac{9\pi^2}{128}\right)^{1/3}\times(\text{Боровский радиус})=0{,}47\cdot10^{-8}\ \textit{см}. \tag{20}$$

Значения функции φ табулированы [4]. В некоторых из дальнейших вычислений будет использовано грубое приближение [5]

$$\varphi=\frac{0{,}4}{x}. \tag{21}$$

Аппроксимируя ячейку решетки сферой, можно выполнить интегрирование выражения (18а) и найти $\overline{T}$. Второй интеграл числителя может быть взят с помощью интегрирования по частям, если воспользоваться дифференциальным уравнением [4] для φ. Получим

$$\overline{T}=\frac{N^{-1}W^{3/2}+4\pi e^3b^{3/2}Z\,[1-\varphi(x_0)+x_0\varphi'(x_0)]}{N^{-1}W^{1/2}+4\pi eb^{5/2}Z^{-1/3}\int\limits_0^{x_0}\varphi^{1/2}x^{3/2}\,dx}. \tag{22}$$

Здесь N — число атомов в 1 $см^3$, а x_0 — значение x на границе ячейки. Используя равенство (21), получаем

$$\overline{T}=\frac{N^{-1}W^{3/2}+4\pi Ze^3b^{3/2}\,[1-(0{,}8/x_0)]}{N^{-1}W^{1/2}+3{,}96\,eb^{5/2}Z^{-1/3}x_0^2}, \tag{23}$$

---

[4] E. Fermi. Zeits. f. Physik, 1928, 48, 73. (Статья 37.)

[5] При x, меняющемся от 0,5 до примерно 8, величина $x\varphi$ остается в пределах от 0,3 до 0,5.

где x_0 задается соотношением

$$1/N = 4\pi b^3 x_0^3/3Z. \tag{24}$$

В табл. I приведены значения $\overline{T}$ для графита и железа, вычисленные по формуле (23). Из этих данных следует, что соответственно при 7 *эв* и 20 *эв* $\overline{T}$ обнаруживает плоский минимум. Следовательно, потеря энергии происходит медленнее всего при этих значениях энергии. При более высоких энергиях, как видно из табл. I, $\overline{T}$ становится меньше W. Это является следствием приближений, сделанных при переходе от выражения (18) к (18а). В действительности всегда выполняется соотношение $\overline{T} > W$, и мы недооцениваем $\overline{T}$, когда для больших W полагаем $\overline{T} = W$. С помощью данных табл. I и формулы (5) можно вычислить для двух рассматриваемых случаев то время, за которое энергия мезотрона уменьшится с 2000 *эв* до нуля. Для графита это время оказывается равным $2{,}6 \cdot 10^{-14}$ *сек*, а для железа — $2{,}2 \cdot 10^{-14}$ *сек*. Для конденсированных сред меньшей плотности указанное время будет несколько больше. Примем, что для всех конденсированных веществ среднее время прохождения интервала от 2000 *эв* до 0 практически составляет около $3 \cdot 10^{-14}$ *сек*.

Таблица I

Средняя кинетическая энергия в зависимости от полной энергии

W, *эв*	T, *эв*		W, *эв*	T, *эв*	
	графит	железо		графит	железо
0	36	86	30	32	57
5	23	62	50	45	65
10	24	56	100	83	95
20	27	55			

Перейдем теперь к обсуждению энергетических потерь в том случае, когда W отрицательно, т. е. когда мезотрон может рассматриваться как связанный в определенном атоме. Если энергия отрицательна и довольно велика по абсолютному значению, то с достаточной степенью точности можно положить

$$\overline{T} = \alpha \, | W |, \tag{25}$$

где α — число порядка 1. (В действительности $\alpha = 1$ для кулоновского поля и $\alpha > 1$ для статистического потенциала.) Из выражения (25) следует, что при малых абсолютных значениях W потери энергии очень малы.

В действительности же при $W=0$ кинетическая энергия не обращается в 0 и может быть найдена из формулы (23):

$$\overline{T}(0)=\frac{3{,}2\,e^2Z^{4/3}}{bx_0^2}\left(1-\frac{0{,}8}{x_0}\right). \tag{26}$$

Так как при $W=0$ величина T возрастает с убыванием W, то формулу (26) можно использовать для определения нижнего предела T при отрицательных энергиях. Для определения энергетических потерь воспользуемся формулой (5), подставив туда в качестве T выражения (25) или (26) в зависимости от того, какое из них больше. В интервале от $W=0$ до $-W\approx 50$ *эв* будет применимо выражение (26). Время, требующееся для прохождения этого энергетического диапазона, составляет около $t_0=4{,}84\cdot 10^{-15}$ *сек*. В том интервале, где для оценки $\overline{T}$ служит выражение (25), величина W меняется в зависимости от времени следующим образом:

$$-W\approx\overline{T}(0)\,e^{\alpha t/t_0}. \tag{27}$$

Обоснованность этой формулы сохраняется до тех пор, пока применима статистическая модель, т. е. пока мезотрон движется вне K-оболочки. На расстояниях, меньших, чем радиус этой оболочки, фактическая плотность электронов оказывается меньше той, которая следует из статистической модели. Тем не менее энергетические потери мезотрона продолжают описываться формулами (16), (5) и (27) даже и в том случае, когда мезотрон находится к ядру ближе, чем радиус K-оболочки. Это объясняется тем, что энергетические потери мезотрона не зависят от плотности электронов. Поэтому неспособность статистической модели предсказать верное значение плотности внутри K-оболочки не оказывает непосредственное влияние на описание поведения мезотрона.

Но для случая, когда мезотрон движется внутри K-оболочки, недопустимо пользоваться указанным выше методом вывода формул (16) и (5). При столкновении передается энергия mv_0V, и поэтому такое столкновение не может характеризоваться временем, меньшим $\hbar/mv_0V$. За это время мезотрон пройдет расстояние $\hbar/mv_0$. До сих пор в нашем обсуждении предполагалось, что во время столкновения мезотрон движется по прямой линии. Траектория движения мезотрона по K-орбите атома имеет радиус кривизны, равный $\hbar/mv_0$. Поэтому более надежным приближением для орбит, проходящих по K-оболочке или внутри нее, является рассмотрение зависящего от времени диполя, который состоит из мезотрона и расположенного в ядре единичного положительного заряда. Затем, применяя к статистической модели теорию возмущений, можно вычислить обмен энергией между мезотроном и электронами.

Если предположить, что мезотрон движется по круговой орбите, то можно вычислить скорость энергетических потерь dW/dt. Результат вычислений совпадает с формулой (16) при условии, что минимальное изменение импульса электронов ($\hbar mv_0/a^{1/2}$), полученное из уравнения (7),

больше минимального изменения импульса $\hbar\omega/v_0$, совместимого с требованием, чтобы обмен энергией между мезотроном, движущимся с угловой скоростью ω, и электронами происходил квантами величины $\hbar\omega$. Для не слишком легких атомов неравенство $(\hbar\omega/v_0) > (\hbar m v_0/a)^{1/2}$ начинает выполняться при радиусах, лишь немногим меньших радиуса K-оболочки. Тогда формула (16) должна быть заменена на

$$-\frac{dW}{dt}=\frac{8e^4m^2T}{3\pi\mu\hbar^3}\ln\left(\frac{mv_0^2}{\hbar\omega}\right). \tag{28}$$

Выражение (5) продолжает быть удовлетворительным приближением до тех пор, пока логарифмический множитель не станет малым по сравнению с 1, т. е. до тех пор, пока переданная электронам энергия $\hbar\omega$ меньше максимальной кинетической энергии электронов $mv_0^2/2$. При $mv_0^2 \ll \hbar\omega$ вычисления по теории возмущений дают

$$-\frac{dW}{dt}=\frac{2^{5/2}\pi m^{1/2}n_0e^4r^2}{3\hbar^{3/2}}\left(\frac{Ze^2}{\mu r^3}\right)^{1/4}, \tag{29}$$

где n_0 — плотность электронов вблизи ядра, r — радиус круговой орбиты мезотрона. Выражение (29) согласуется с результатами вычисления внутренней конверсии для нерелятивистского случая при условии, что энергия испускаемого электрона много больше энергии K-электронов [6]. Полезно отметить, что выражение (28) справедливо, если радиус r мезотронной орбиты больше величины

$$r_1=\left(\frac{m}{\mu}\right)^{1/3}r_K=0{,}171\,r_K, \tag{30}$$

где r_K — радиус K-оболочки. При $r<r_1$ применимо выражение (29).

Для очень малых значений r потери энергии на излучение гораздо больше энергетических потерь при столкновениях с электронами. Сравнивая результат (29) с энергией излучения, получаем для круговых орбит мезотрона, что радиационные потери преобладают при $r<r_2$, где

$$r_2=4^{-1/7}\left(\frac{m}{\mu}\right)^{1/8}\left(\frac{\hbar c}{e^2}\right)^{3/7}Z^{-5/21}r_c=\left(\frac{4{,}5}{Z^{5/21}}\right)\cdot 10^{-11}\ \text{см}. \tag{31}$$

Здесь $r_c=\hbar/mc$ — комптоновская длина волны, уменьшенная в 2π раз.

Из выражения (29) можно вычислить время, требующееся для уменьшения радиуса от r_1 до r_2:

$$t_{r_1\to r_2}=\frac{1}{6\sqrt{2}}\left(\frac{m}{\mu}\right)^{3/4}\left[\left(\frac{r_K}{r_2}\right)^{9/4}-\left(\frac{r_K}{r_1}\right)^{9/4}\right]t_0=\left[\frac{103}{Z^{12/7}}-0{,}117\right]t_0. \tag{32}$$

[6] См. например, R a s e t t i. Elements of Nuclear Physics (Prentice Hall, New York, 1936), p. 134—139. (Русск. перевод: Р а з е т т и. Основы ядерной физики. М.— Л., Гостехиздат, 1940.— *Ред*).

Время, проводимое между r_2 и радиусом наинизшей квантовой орбиты $r_0 = \hbar^2/Z\mu e^2$, определяется с помощью классического выражения для излучения ускоренно движущегося заряда:

$$t_{r_2 \to r_0} = \frac{\mu^2 c^3}{4e^4 Z}(r_2^3 - r_0^3) = \frac{\mu}{4mZ}\left[\left(\frac{r_2}{r_c}\right)^3 - \left(\frac{r_0}{r_c}\right)^3\right] t_0 = \left[\frac{78}{Z^{12/7}} - \frac{16}{Z^4}\right] t_0. \quad (33)$$

Для тяжелых ядер r_1 становится меньше r_2, так что не существует интервала, в котором энергетические потери определялись бы выражением (29). Большие значения Z приводят также к тому, что r_0 становится меньше радиуса ядра и на последних стадиях процесса замедления начинает играть роль образование пар. Все эти эффекты укорачивают время, требующееся для приближения мезотрона к ядру.

В табл. II приведены значения промежутков времени (в единицах $t_0 = 4{,}84 \cdot 10^{-15}$ *сек*), которые понадобятся мезотронам в углероде и железе для прохождения энергетических диапазонов, указанных в первой графе таблицы.

Таблица II

Суммарные времена замедления в графите и железе

Энергетический интервал, *эв*	Время	
	графит	железо
$2000 \to 0$	$5{,}4\ t_0$	$4{,}5\ t_0$
$0 \to -Ze^2/r_1$	$5{,}3\ t_0$	$7{,}4\ t_0$
$-Ze^2/r_1 \to -Ze^2/r_2$	$4{,}6\ t_0$	$0{,}3\ t_0$
$-Ze^2/r_2 \to -Ze^2/r_0$	$3{,}6\ t_0$	$0{,}3\ t_0$
$2000 \to -Ze^2/r_0$	$18{,}9\ t_0$	$12{,}5\ t_0$
(Полный интервал замедления)	$9{,}2 \cdot 10^{-14}$ *сек*	$6{,}1 \cdot 10^{-14}$ *сек*

Видно, что время замедления меньше 10^{-13} *сек*. По сравнению со временем жизни мезотрона $2 \cdot 10^{-6}$ *сек* это время ничтожно мало.

5. Диэлектрики

Случай диэлектриков отличается от случая металлов тем, что энергия, передаваемая электронам в металле, может быть сколь угодно мала, тогда как в диэлектрике она должна быть не меньше интервала между двумя зонами Бриллюэна. Этот интервал обычно составляет несколько электронвольт. Поэтому в тех случаях, когда энергия передается малыми отдельными порциями, энергетические потери будут уменьшены.

Количество энергии, передаваемое электрону при столкновении, по порядку величины равно mv_0V. Можно ожидать, что уравнение (5) будет справедливо только в том случае, если

$$mv_0V > G, \tag{34}$$

где G — «энергетическая щель», т. е. минимальная энергия, которая может быть получена электроном. Если условие (34) не выполнено, то энергия будет теряться более медленным темпом. Это ограничение повлечет за собой необходимость изменения формулы (18): интеграл в числителе этого выражения не будет более распространяться на все области пространства, доступные мезотрону, а только на те из них, где выполняется также условие (34). Если W положительно, то величина dW/dt сильнее всего изменится при $W = 0$ и вблизи этого значения. Вычисления, проведенные на основании статистической модели атома, показывают, что для $Z \geqslant 6$ скорость энергетических потерь в этой критической области уменьшается не более чем в 2 раза. Соответствующее возрастание времени замедления не превышает 10^{-14} *сек.*

Если энергия положительна, то в близкие к ядру области, где условие (34) выполнено, мезотроны будут попадать редко. Если энергия отрицательна, то мезотрон, захваченный на почти круговую орбиту, не будет попадать в области вблизи ядра. Поэтому появляется возможность, что на такой круговой орбите мезотрон просуществует длительное время. Покажем, что в действительности время, проводимое мезотроном на круговой орбите, невелико по сравнению с другими интервалами времени, полученными для процесса замедления.

Круговые орбиты с отрицательной энергией существуют только на значительной глубине внутри атома. Это можно показать, использовав статистический потенциал (19). Указанные орбиты могут существовать только при условии, что $x\varphi(x)$ является возрастающей функцией x [7]. Величина $x\,\varphi(x)$ равна нулю при $x = 0$, принимает максимальное значение при $x = 2{,}25$ и далее убывает. Следовательно, радиус круговой орбиты с отрицательной энергией должен быть не больше величины, соответствующей $x = 2{,}25$, т. е. не больше

$$r = \frac{2{,}25\, b}{Z^{1/3}}. \tag{35}$$

Если радиус круговой орбиты точно равен этому значению, то энергия равна нулю, а кинетическая энергия мезотрона составляет

$$\frac{0{,}09\, e^2 Z^{4/3}}{b} = 2{,}7\, Z^{4/3} \text{ эв}. \tag{36}$$

[7] Это утверждение не относится к круговым орбитам вне сердцевины атома. В конденсированных средах для орбит с таким большим радиусом обычно не оказывается места.

Если мезотрон захватывается на некруговую орбиту, то он будет приближаться к ядру на расстояния, меньшие указываемых условием (35), а его максимальная кинетическая энергия будет больше значения (36). Применяя условие (34), находим, что при выполнении условия

$$\frac{0{,}09\, e^4 Z^{4/3}}{b} > \frac{1}{2}\left(\frac{\mu}{m}\right)^{1/2} G \qquad (37)$$

возможна передача энергии электронам, по крайней мере, на части орбиты. Если для G принять довольно большое значение 7 *эв*, то неравенство (37) будет выполнено при $Z \geqslant 9$. В действительности соотношения (34) и (37) не следует считать очень строгими, так как при встречных соударениях между мезотронами и электронами обмен энергиями будет в два раза больше, чем принималось в неравенстве (34). Если G снова положить равным 7 *эв*, то граничное значение Z понизится от 9 до 6.

Стабильные круговые орбиты с положительной энергией существуют для значений x, больших 2,25. Условием стабильности круговой орбиты является

$$\varphi - x\varphi' - x^2\varphi'' > 0. \qquad (38)$$

Это условие выполняется вплоть до $x = 3{,}3$, т. е. до

$$r = 3{,}3\, bZ^{-1/3}. \qquad (39)$$

Скорость мезотрона, движущегося по круговой орбите такого радиуса, будет меньше, чем при движении по орбите радиуса (35). Поэтому можно ожида ь, что трудности энергетического обмена между мезотроном и электроном возрастут. Фактически же в легких атомах наибольший радиус стабильной круговой орбиты (39) отличается от радиуса (35) меньше, чем на величину, обусловленную неопределенностью волновой функции мезотрона. В то же самое время различие между моментами импульса для наибольшей круговой орбиты и для орбиты (35) невелико. Таким образом, мезотрон, движущийся по стабильной орбите с положительной энергией, не будет терять энергию гораздо медленнее, чем мезотрон, волновая функция которого достигает максимума при радиусе, определяемом формулой (35).

Мы можем заключить, что круговые орбиты едва ли когда-нибудь будут слишком стабильны. Даже в том случае, когда они образуются в таких элементах, как литий или бериллий, полное время сброса энергии будет, по-видимому, меньше времени жизни мезотрона.

Кроме того, на фактическую величину энергетической щели влияет локализация мезотрона в атоме решетки. Так как, по крайней мере в критических случаях, мезотрон захватывается довольно далеко внутрь атома, то этот атом фактически становится атомом элемента с номером $(Z - 1)$. Если бы мы имели дело с изолированным атомом, то это уменьшило бы энергию ионизации атома и она приняла бы гораздо меньшее значение,

обычно называющееся сродством атома заряда (Z — 1) к электронам. В действительности это сродство к электронам может оказаться даже равным 0. Для особого случая — захвата мезотрона атомом водорода—было найдено, что при приближении мезотрона к ядру на расстояние 0,639 боровского радиуса энергия связи электрона обращается в 0. При структурах типа замкнутых оболочек, обычно свойственных диэлектрикам, остается сродство к электронам, равное, по-видимому, 2—3 *эв*. Вследствие этого мезотрон, захватившись, на первом этапе может потерять энергию, меньшую, чем энергетическая щель. После такой потери электрона атом, в котором теперь локализован мезотрон, не обладает замкнутой оболочкой. Поэтому на последующее возбуждение все еще может пойти энергия, меньшая энергетической щели. Конечно, последующая ионизация будет приводить к увеличению потенциала ионизации, но локальная недостача электронов будет быстро восполнена при захвате электронов от соседних атомов.

Особое положение возникает при захвате мезотрона ядром водорода, как может случиться, например, в парафине. В этом случае ядро водорода и вращающийся вокруг него мезотрон образуют малую нейтральную систему, которая будет перемещаться и может легко проникнуть в любую область решетки. В результате надо ожидать, что в конечном счете мезотрон будет захвачен полем ядра с более высоким зарядом.

После того как энергия мезотрона достигнет отрицательных значений, по абсолютной величине бо́льших 100 *эв*, дальнейший процесс потери энергии в диэлектриках происходит так же, как и в металлах.

Итак, можно заключить, что вследствие трудностей перехода через энергетическую щель полная длительность процесса сброса энергии в диэлектриках будет, по-видимому, несколько больше, чем в металлах. Однако изменения порядка величины полного времени, требующегося для достижения мезотроном самой низкой орбиты, не произойдет.

6. Газы

В газах, как и в диэлектриках, электроны не могут воспринять от мезотрона произвольно малые количества энергии. Энергия I первого уровня электронного возбуждения молекулы газа будет играть ту же роль, которую энергетическая щель играла в диэлектриках.

При положительных значениях W процесс потери энергии происходит согласно формулам (5) и (18). Верхний предел интегрирования в числителе задается условием

$$mv_0V = I. \tag{40}$$

Интеграл в знаменателе распространяется на все пространство. Вследствие этого среднее значение потерь энергии $-dW/dt$ уменьшается во столько раз, во сколько раз плотность газа меньше плотности диэлектрика.

При нормальных температуре и давлении потери энергии в газе примерно в 1000 раз меньше, чем в твердом диэлектрике. Время замедления мезотрона от $W = 2000$ *эв* до $W = 0$ составляет около $3 \cdot 10^{-11}$ *сек.*

При отрицательных значениях W мезотрон локализован в определенной молекуле. Так как передача энергии электронам продолжается, то ядерному движению вполне может быть сообщена энергия, достаточная для диссоциации молекулы, в которой находится мезотрон. Таким образом, можно сосредоточить внимание на атоме, который уносит мезотрон. Энергетические потери мезотрона приводят к увеличивающейся ионизации этого атома и, в результате, к возрастанию минимальной энергии возбуждения I. Поэтому потери энергии могут фактически не происходить, если окажется, что мезотрон движется по почти круговой орбите. Условие отсутствия потерь энергии имеет вид

$$\hbar\omega \approx I, \tag{41}$$

где ω — частота обращения мезотрона по круговой орбите.

Итак, последующие потери энергии мезотрона будут «отложены» до того момента, когда произойдет соударение иона, несущего мезотрон, с другой молекулой. При этом значительная часть заряда иона будет нейтрализована и возобновится передача энергии мезотрона электронному облаку. Предположим, что энергия I возбуждения атома, несущего мезотрон, может быть записана в виде

$$I = Ki^2, \tag{42}$$

где i — степень ионизации, K — постоянная. Полная энергия E, необходимая для увеличения ионизации от 0 до i, равна

$$E = \frac{1}{3} Ki^3. \tag{43}$$

Примем, что между двумя соударениями атома, несущего мезотрон, энергия мезотрона W изменится на $E/2$. Тогда получим

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{1}{2} NE = \frac{1}{6} NKi^3, \tag{44}$$

где N — число соударений за единицу времени, равное $\sim 10^{10}$ *сек*$^{-1}$.

Потери энергии мезотрона будут наименьшими, если мезотрон продолжает двигаться по круговой орбите. Для радиуса этой орбиты используем прежнее выражение

$$r = xbZ^{-1/3}. \tag{45}$$

Из соотношений (19), (21) и (41) найдем

$$I = \frac{\hbar e Z}{\mu^{1/2} b^{3/2} x^{1/2}} \left[-\frac{d}{dx}\left(\frac{\varphi}{x}\right) \right]^{1/2} = 2{,}06\, Zx^{-2} \text{ эв}. \tag{46}$$

Тогда с помощью соотношений (42), (43) и (44) получим

$$-\frac{dW}{dt} = 0{,}493\, NK^{-1/2}(eV)^{3/2} Z^{3/2} x^{-3}. \tag{47}$$

Если W вычисляется для круговой орбиты по статистической модели, то получается такое выражение

$$W = -\frac{Z^{4/3} e^2}{2bx}\, d(x\varphi)/dx. \tag{48}$$

Здесь приближение (21) не является достаточным. В области возможного существования круговых орбит с отрицательной энергией для величины $x\varphi$ можно использовать выражение

$$x\varphi = 0{,}489 - 0{,}025\,(x - 2{,}25)^2 + 0{,}015\,(x - 2{,}25)^3. \tag{49}$$

Выражение (49) не является хорошим приближением при $x < 0{,}5$. Однако эта область дает малый вклад в длительность процесса замедления, так что для наших целей достаточно выражения (49).

Полное время найдем с помощью интегрирования

$$t = \int\limits_{2,25}^{0} \frac{dt}{dx}\, dx = \int\limits_{0}^{2,25} \left[\frac{dW}{dx} \Big/ \left(-\frac{dW}{dt}\right)\right] dx =$$

$$= \frac{1}{N} \int\limits_{0}^{2,25} \frac{Z^{4/3} e^2 (2b)^{-1} [(0{,}34/x^2) - 0{,}045]}{0{,}493\, Z^{3/2} (eV)^{3/4} K^{-1/2} x^{-3}}\, dx = 15{,}5 \left(\frac{K}{eV}\right)^{1/2} \frac{Z^{-1/6}}{N}. \tag{50}$$

Разумным значением K является 5 *эв*. При этом получим

$$t = 35\, \frac{Z^{-1/6}}{N}. \tag{51}$$

Итак, полная длительность процесса замедления при отрицательных энергиях будет около 10^{-9} *сек*, даже если мезотрон продолжает двигаться по круговым орбитам

7. Химические соединения

Представляет интерес изучить поглощение отрицательных мезотронов в химических соединениях и найти относительные вероятности захвата мезотронов атомами различных элементов. Грубые оценки привели нас к заключению, что вероятность захвата пропорциональна заряду ядра Z. Это видно из следующих соображений.

Вероятность захвата проще всего положить пропорциональной потерям энергии мезотрона вблизи различных атомных ядер. При малых положительных энергиях мезотрона (именно эта область существенна для

наших целей) энергетические потери описываются выражением, где в числителе стоит числитель формулы (23), который при $W = 0$ пропорционален Z. Знаменателем является постоянный для всех ядер интеграл, который поэтому не входит в величину отношения потерь энергии.

Вероятность захвата будет действительно пропорциональна скорости потерь энергии только в том случае, если отношение этих скоростей не слишком быстро меняется вблизи $W = 0$. В частности, необходимо потребовать, чтобы это отношение не сильно изменялось при изменении энергии вследствие единичного прохождения мезотрона через атом. Для такой потери энергии δW можно записать

$$\delta W = \int \left[\frac{1}{2}(W - U)\right]^{1/2} \frac{ds}{t_0}. \tag{52}$$

Вблизи $W = 0$ получим

$$\delta W = 2{,}3\, eVZ^{1/3} \ln\left(\frac{x_0}{x_{\text{мин}}}\right), \tag{53}$$

где $x_{\text{мин}}$ соответствует расстоянию минимального сближения. Энергия, определяемая выражением (53), достаточно мала, так что она не повлияет заметным образом на числитель формулы (23). Итак, величина δW вряд ли влияет на отношение энергетических потерь, и мы можем заключить, что отношение вероятностей захвата пропорционально отношению Z.

8. Выводы

Общие выводы могут быть подытожены следующим образом. В конденсированных веществах, как проводниках, так и диэлектриках, отрицательный мезотрон захватывается на ближайшую к ядру орбиту за время около 10^{-13} *сек*. В газе соответствующее время несколько больше, чем указывается отношением плотностей. В частности, для воздуха при нормальных условиях это время составляет около 10^{-9} *сек*. В обоих случаях это время очень мало по сравнению с естественным временем жизни мезотрона, равным $2 \cdot 10^{-6}$ *сек*. Поэтому выбор пути, ведущего к прекращению существования мезотрона, определяется соотношением между естественным распадом и типично ядерными явлениями, ведущими к поглощению мезотрона.

Получена 28 мая 1947 г.
Институт ядерных исследований Чикагского университета

К статье 121

Когда были исчерпаны очевидные и интересные пути расширения нейтронных экспериментов, Леона Маршалл и Ферми обсудили различные возможные взаимодействия нейтрона. Как вспоминает Л. Маршалл, «опыт по взаимодействию нейтронов с электронами выкристаллизовался из бессистемного разговора на тему ,,А как бы можно было это измерить?‘‘, во время которого было предложено множество неосуществимых экспериментов, так что появление хорошей идеи было приятной неожиданностью».

Авторы надеялись, что их эксперимент может обнаружить взаимодействие, обусловленное мезонными эффектами. Полученный ими результат в пределах экспериментальных погрешностей был меньше величины эффекта, оцененной по мезонной теории. В то время они не знали о существовании электромагнитного взаимодействия между дираковской частицей и электрическим полем электрона, открытого впоследствии Фолди [L. L. Foldy. Phys. Rev., 1952, 87, 688 и 693].

Одновременно с Ферми и Маршалл тот же самый эффект, но несколько иным методом, искали в Колумбийском университете Хэвенс, Раби и Рэйнуотер. Позднейшие эксперименты определенно установили существование небольшого эффекта, объясняемого взаимодействием Фолди (см. B. D. Fried. Phys. Rev., 1952, 88, 1142).

Г. Андерсон

121

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МЕЖДУ НЕЙТРОНАМИ И ЭЛЕКТРОНАМИ *[1]

(Совместно с Л. Маршалл)

Для исследования возможного существования потенциального взаимодействия между нейтроном и электроном была измерена асимметрия рассеяния тепловых нейтронов на ксеноне. Как было найдено, в системе центра тяжести рассеяние обнаруживает крайне малую асимметрию. Если предположить радиус взаимодействия равным классическому радиусу электрона, то глубина потенциальной ямы оказывается равной 300 ± 5000 *эв*. Этот результат сравнивается с оценками, основанными на мезотронной теории, согласно которой глубина ямы должна составлять 12 000 *эв*. Делает-

---

* *On the Interaction Between Neutrons and Electrons.* (With L. Marshall.) Phys. Rev., 1947, 72, 1139—1146.

[1] Хэвенс и др. (Havens, Rabi, Rainwater. Phys. Rev., 1947, **72**, 634) опубликовали данные, сходные с нашими, но полученные несколько иным методом. Их результаты по существу согласуются с результатами настоящей работы.— *Прим. авт. при корр.*

ся вывод о том, что это взаимодействие не больше, чем ожидается по мезотронной теории; однако в настоящее время нельзя определенно говорить о противоречии с мезотронной теорией, отчасти потому, что экспериментальная погрешность может быть недооценена, и отчасти потому, что неопределенности теорий делают теоретическую оценку неточной.

Введение

Целью настоящей работы является изучение взаимодействия между нейтронами и электронами, обусловленного возможным существованием короткодействующего потенциала между этими двумя частицами. Если бы такие короткодействующие силы существовали, следовало бы ожидать некоторого их проявления при рассеянии нейтронов на атомах, которое обусловлено главным образом взаимодействием нейтронов с ядрами. Кроме того, существует несколько более слабое взаимодействие нейтронов с совокупностью электронов, которое и наблюдалось Блохом и сотрудниками в их работе по поляризации нейтронов. Это взаимодействие обусловлено тем, что магнитное поле, образуемое электронными токами внутри атома, действует на магнитный момент нейтрона; в дальнейшем оно будет называться магнитным взаимодействием. Если отвлечься от пренебрежимых возмущений более высокого порядка, которые будут обсуждены позже, магнитное взаимодействие не должно существовать для атомов, в которых все электроны связаны в замкнутых оболочках. В настоящей работе и были использованы благородные газы для того, чтобы исключить возмущения, обусловленные магнитным взаимодействием.

Можно ожидать также, что между нейтроном и электроном помимо магнитного взаимодействия существует не зависящая от спина потенциальная энергия. Такого взаимодействия можно было бы ожидать, например, согласно принятым мезотронным теориям ядерных сил. В этих теориях протон и нейтрон являются, по существу, двумя различными состояниями одной частицы, нуклона. Нейтрон может превращаться в протон по реакции

$$N = P + \mu^- \tag{1}$$

(N — нейтрон, P — протон, μ^- — отрицательный мезотрон).

Фактически часть времени нейтрон будет находиться в форме собственно нейтрона [левая часть уравнения (1)], а часть времени — в состоянии, которое можно описать как протон и близрасположенный отрицательный мезотрон [правая часть уравнения (1)]. Система колеблется между этими состояниями с очень большой частотой, и доля времени, проводимая системой в том или ином из них, зависит от выбранной формы мезотронной теории.

Согласно оценке, приводимой в разделе 4, нейтрон может проводить 20% времени в форме протона и отрицательного мезотрона, а 80% — в форме собственно нейтрона.

Если эти взгляды верны, то в непосредственной близости от нейтрона следует ожидать существования электрического поля с напряженностью, равной той, которую производит заряд 0,2 *e*, где *e* — заряд протона. Конечно, это поле будет простираться лишь на очень малые расстояния, так как оно будет экранироваться отрицательным зарядом мезотрона, который обязательно присутствует, когда нуклон находится в форме протона. Действительно, радиус действия этой электрической силы должен быть по порядку величины равен расстоянию отрицательного мезотрона от нуклона, т. е. около 10^{-13} *см*. Эта сила должна быть силой притяжения и может быть представлена как потенциальная яма крайне малого диаметра. В настоящей работе описывается попытка обнаружения взаимодействия такого типа между нейтронами и электронами.

Если бы рассеяние нейтронов было обусловлено только ядерным взаимодействием, то следовало бы ожидать, что в системе центра тяжести рассеяние будет сферически симметричным — при условии, что длина волны нейтрона велика по сравнению с размерами ядра. Это условие более чем выполняется для тепловых нейтронов, длина волны которых составляет около $2 \cdot 10^{-8}$ *см*, т. е. приблизительно в 20 000 раз больше размеров ядра. Поэтому следует ожидать, что в системе центра тяжести тепловые нейтроны будут рассеиваться ядрами сферически симметричным образом.

Отклонения от сферической симметрии могут быть обусловлены несколькими причинами. Рассеивающие атомы могут быть парамагнитными, и тогда существует уже обсуждавшееся магнитное взаимодействие. Второй причиной возможной асимметрии в рассеянии является интерференция волн, рассеянных различными атомами. Существование такой интерференции следует ожидать как в твердых и жидких элементах, так и в газах, молекулы которых состоят более чем из одного атома. Наконец, асимметричное рассеяние может быть обусловлено взаимодействием с короткодействующим потенциалом, которое и является основным предметом исследования в настоящей работе.

Для исключения первых двух типов асимметрии выполненные эксперименты были сделаны с ксеноном при давлениях порядка одной атмосферы. Мы пытались обнаружить отклонения от сферической симметрии в рассеянии медленных нейтронов на этом элементе.

Если между нейтроном и электроном действительно существует взаимодействие с короткодействующим потенциалом, то следует ожидать, что рассеянные волны будут результатом интерференции сферически симметричной волны, рассеянной ядром, и несимметричной волны, рассеянной электронами. Эта вторая волна ожидается несимметричной из-за того, что электроны распределены по области с размерами порядка 10^{-8} *см*, сравнимыми с длиной волны нейтронов. Интерференция этих двух волн должна привести к тому, что интенсивность рассеянного пучка будет зависеть от угла рассеяния, как это будет подробно рассмотрено в разделе 3.

1. Постановка эксперимента

В эксперименте была использована установка, показанная на рис. 1. Она состоит из камеры (форма и размеры ее указаны на рисунке), облицованной кадмием всюду, кроме четырех окошек A, B, W_1, W_2. Вдоль оси камеры пропускался пучок тепловых нейтронов от тепловой колонны тяжеловодного котла Аргоннской национальной лаборатории. Пучок коллимировался кадмиевыми диафрагмами D, D'', D' диаметром $1^1/_2$ дюйма. Камера наполнялась ксеноном под давлением около 1 *атм*; нейтроны, рассеянные газом, регистрировались двумя счетчиками с BF_3 (C_1 и C_2). Счетчик C_1 регистрирует нейтроны, рассеянные на угол 45° по отношению к направлению первичного пучка, а счетчик C_2 — нейтроны, рассеянные на угол 135°. Для учета неизбежных различий чувствительности и геометрии счетчиков вся установка могла поворачиваться таким образом, что нейтроны попадали в нее через окошко B, а не через окошко A. Перед окошками W_1 и W_2 могли ставиться кадмиевые экраны. Во всех опытах измерялись «кадмиевые разности».

В эксперименте каждая отдельная серия состояла из четырех измерений, каждое из которых было «кадмиевой разностью». Два измерения делались при положении установки, показанном на рисунке (положение А), и два — с повернутой на 180° установкой (положение В). Когда установка находится в положении А, прежде всего определяется число отсчетов в C_1 и C_2 при наличии ксенона внутри камеры. Полученные таким образом числа должны быть исправлены на фон. Для этого делалась вторая серия

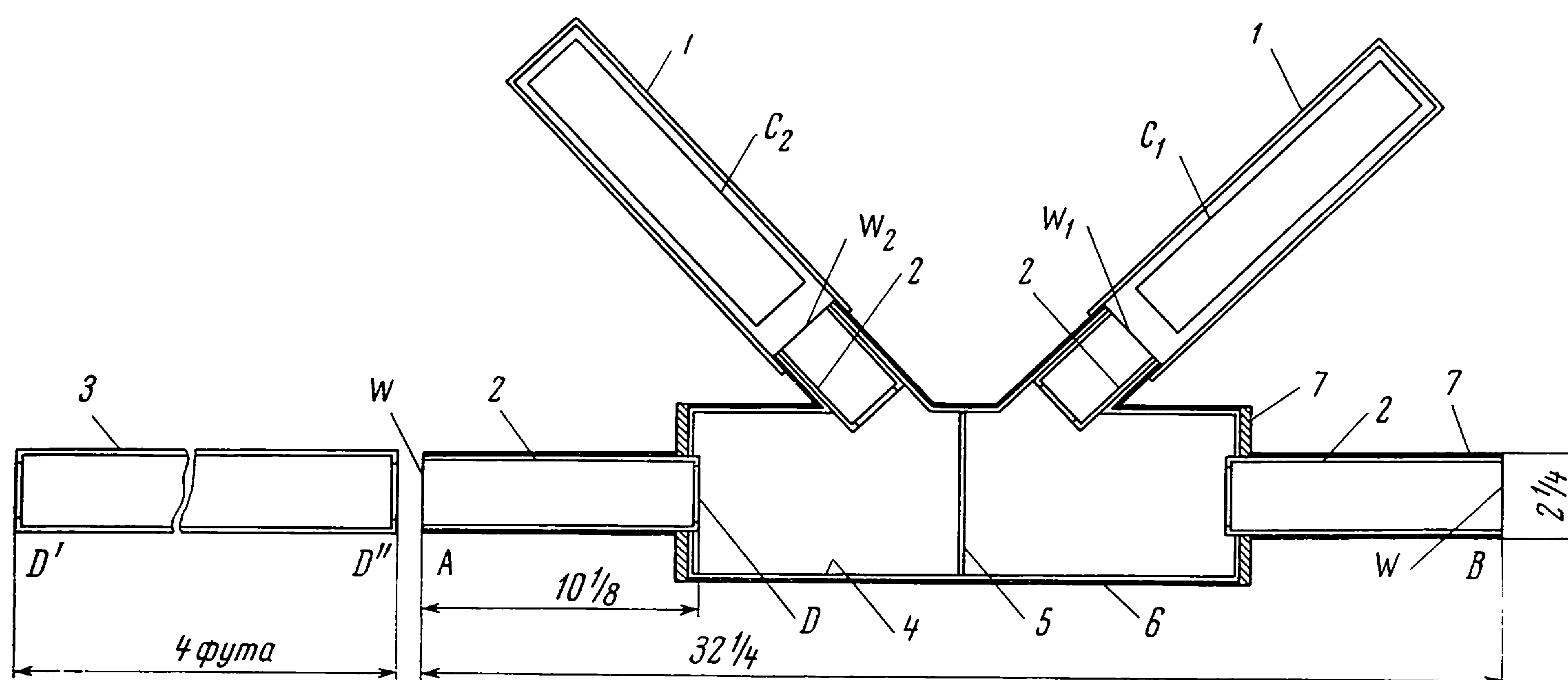


Рис. 1. Схема установки

1 — кадмиевая защита, покрытая бором; *2* — кадмиевая втулка; *3* — кадмиевый коллиматор; *4* — кадмиевая облицовка; *5* — кадмиевая диафрагма; *6* — латунная камера; *7* — латунь; C_1, C_2 — счетчики; W_1, W_2, W — окошки. Размеры указаны в дюймах

отсчетов, когда ксенон вымораживался из камеры в ловушку с жидким воздухом, не показанную на рисунке. Обозначим через n_{1a} и n_{2a} исправленные значения числа импульсов в минуту для двух счетчиков. Такие же два измерения делаются последовательно, когда установка находится в положении В. Пусть исправленные значения чисел импульсов, зарегистрированных в счетчиках C_1 и C_2 на этот раз будут равны n_{1b} и n_{2b}. Выражение

$$\rho = \left[\left(\frac{n_{1a}}{n_{2a}}\right)\left(\frac{n_{2b}}{n_{1b}}\right)\right]^{1/2} \tag{2}$$

дает отношение интенсивностей рассеяния в направлении 45° и 135°, исправленное на возможное различие чувствительности счетчиков.

Результаты одной из серий измерений приведены в табл. I.

Таблица I

Данные типичной серии измерений

Положение	Счетчик	Cd	Xe	*имп/мин*	«Кадмиевая разность», *имп/мин*	Результаты, исправленные на фон
A	C_1	нет да нет да	да да нет нет	720 286 276 290	434 —14	$448 = n_{1a}$
A	C_2	нет да нет да	да да нет нет	690 261 262 254	429 8	$421 = n_{2a}$
B	C_1	нет да нет да	да да нет нет	726 312 311 303	414 8	$406 = n_{1b}$
B	C_2	нет да нет да	да да нет нет	635 235 227 219	400 8	$392 = n_{2b}$

Было сделано два цикла измерений с двумя разными парами счетчиков. Каждый цикл состоял из десяти полных серий, подобных описанной выше. Согласованность данных этих циклов видна из табл. II.

Таблица II

Сравнение данных, полученных с двумя парами счетчиков

	n_{1a}/n_{2a}	n_{2b}/n_{1b}		n_{1a}/n_{2a}	n_{2b}/n_{1b}
Первая пара счетчиков	1,064	0,916	Вторая пара счетчиков	0,943	1,031
	1,064	0,975		1,000	1,091
	0,986	1,030		0,892	1,047
	1,017	0,920		1,059	1,074
	1,035	0,996		0,884	1,116
	1,104	1,019		1,035	1,109
	1,110	0,919		1,020	1,028
	1,155	1,019		0,932	1,044
	1,127	0,964		0,971	1,100
	—	0,955		1,005	1,183
				—	1,093
Среднее	1,074±0,018	0,968±0,014	Среднее	0,974±0,019	1,083±0,014

$\rho = \left(\frac{n_{1a}\,n_{2b}}{n_{2a}\,n_{1b}}\right)^{1/2} = 1,020 \pm 0,012$ $\rho = \left(\frac{n_{1a}\,n_{2b}}{n_{2a}\,n_{1b}}\right)^{1/2} = 1,027 \pm 0,012$

Объединенный результат $\rho = 1,0235 \pm 0,0085$.

Окончательный результат:

$$\rho = 1,0235 \pm 0,0085. \tag{3}$$

Приводимые погрешности являются средними квадратичными ошибками, вычисленными из статистического анализа разброса результатов отдельных серий. Они лишь немногим выше статистических ошибок, вычисленных по фактическому числу отсчетов.

2. Поправки

Чтобы получить истинное отношение интенсивностей рассеяния под углами 45° и 135° в системе центра тяжести, в результат (3) надо ввести некоторые поправки.

Хотя ксенон является довольно тяжелым элементом, все же нельзя полностью пренебречь тем, что центр тяжести системы нейтрон + атом не совпадает с центром атома. При вычислении поправки, обусловленной этим эффектом, следует учесть также и то, что при комнатной температуре рассеивающие атомы находятся в тепловом движении. Кроме того, должна вводиться и геометрическая поправка. Хотя пучок, проходящий через

камеру, довольно хорошо коллимирован, он все же слегка расходится за время прохождения через установку. Вследствие этого появляется асимметрия, которая не устраняется перестановкой камеры из положения А в положение В и на которую поэтому надо вводить поправку с помощью расчетов. Ниже кратко описываются методы вычисления указанных поправок.

а) Учет допплеровского эффекта

Рассмотрим рассеяние бесконечно тонкого пучка монохроматических нейтронов на газе, атомы которого движутся и имеют максвелловское распределение по скоростям. Рассеянные нейтроны наблюдаются в направлении, образующем угол ϑ с направлением первичного пучка, и регистрируются счетчиком, стягивающим малый телесный угол $\Delta\omega$. Относительно чувствительности счетчика можно сделать два альтернативных предположения: 1) счетчик является «тонким» детектором, и тогда чувствительность подчиняется закону $1/v$; 2) счетчик является «толстым» детектором, и тогда чувствительность не зависит от скорости нейтрона. Если принять, что в системе центра тяжести рассеяние нейтронов сферически симметрично, то можно прямо вычислить зависимость числа зарегистрированных импульсов от угла ϑ. Как оказывается, угловая зависимость представляется следующим образом:

$$1 + \frac{\cos\vartheta}{A}\left(1 + \frac{kT}{MV^2}\right) \tag{4}$$

для предположения 1 и

$$1 + \frac{1}{A}\left(2\cos\vartheta - 1 + \frac{kT}{MV^2}\right) \tag{5}$$

для предположения 2. Здесь A — атомный вес рассеивающих атомов, M и V — масса и скорость нейтронов. В обоих формулах было пренебрежено членами порядка $1/A^2$.

Фактически использованные нейтроны не были монохроматическими, а имели приблизительно максвелловское распределение по скоростям, соответствующее комнатной температуре. Поэтому поправочные множители (4) и (5) должны были быть усреднены по этому распределению. Усредненные таким образом поправочные множители составляют

$$1 + \frac{2\cos\vartheta}{A} \tag{6}$$

для предположения 1 и

$$1 + \frac{2\cos\vartheta - \frac{1}{2}}{A} \tag{7}$$

для предположения 2.

В нашем случае значения ϑ равны 45° и 135°, и нас интересует отношение поправочных множителей для этих значений. В пределах нашего приближения это отношение одинаково для предположений 1 и 2 и составляет

$$1 + \frac{2\sqrt{2}}{A} = 1{,}022 \quad \text{для} \quad \mathrm{Xe}\,(A = 130). \tag{8}$$

б) Геометрические поправки

Существует и другая причина введения поправок в экспериментальные результаты. Входящий в камеру пучок коллимируется диафрагмами D и D' с отверстиями диаметром 1,5 дюйма, причем расстояние между диафрагмами составляет 178 *см*. Проходящий через них пучок слегка расходится и поэтому окружен полутенью, которая возрастает с удалением от D. Следовательно, счетчики C_1 и C_2 видят пучок слегка различающейся формы. Как уже было указано, поправка на это различие между счетчиками поворачиванием камеры не учитывается.

Для учета этого эффекта было сделано следующее. Чтобы определить чувствительность счетчиков к тепловым нейтронам, исходящим из разных мест пучка, был проведен вспомогательный эксперимент. Счетчик, окруженный кадмием (форма показана на рис. 2), был укреплен на суппорте от токарного станка таким образом, что мог передвигаться параллельно самому себе до любого желаемого положения. Был использован маленький источник тепловых нейтронов, полученный установкой небольшой медной пластинки весом около 1 *г* в пучок тепловых нейтронов. Для ряда положений счетчика регистрировалось число нейтронов, рассеянных от этой медной пластинки. Во всех случаях бралось среднее из чисел импульсов, которые были зарегистрированы счетчиком в двух положениях, симметричных относительно плоскости, перпендикулярной нейтронному пучку и проходящей через медный рассеиватель. Такая процедура учитывает асимметрию источника. С помощью этих измерений была установлена зависимость чувствительности счетчика, окруженного кадмиевой защитой, от взаимного расположения источника рассеянных нейтронов и счетчика.

Для вычисления геометрических поправок объем пучка, рассматриваемый каждым из счетчиков C_1 и C_2, делился на 200 участков. С помощью описанной ранее калибровки эффективности счетчика для каждого такого участка вычислялась интенсивность излучения, попадающего после рассеяния в тот и другой счетчики; все полученные результаты суммировались. В этих вычислениях учитывались допплеровская поправка и поправка, обусловленная поглощением пучка. Такие довольно громоздкие расчеты дали следующие результаты.

Если бы в системе центра масс рассеяние было сферически-симметрично, то передний счетчик C_1 регистрировал бы несколько большее число импульсов, чем задний счетчик C_2. Отношение числа отсчетов составляло бы в случае Xe величину $\rho = 1{,}024$. Следует отметить, что это число очень

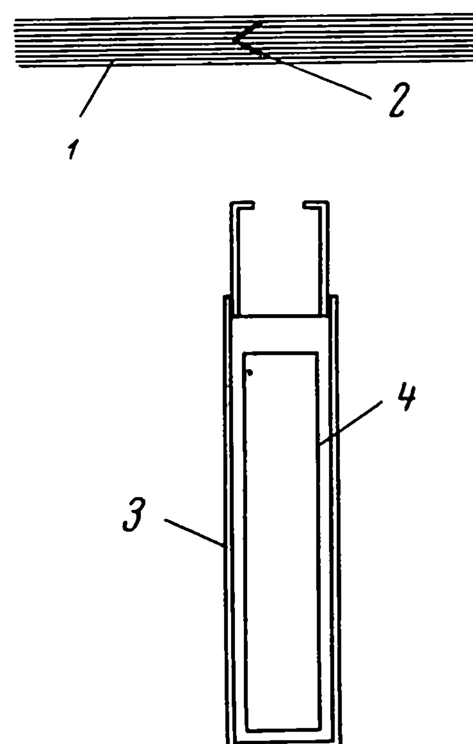


Рис. 2. К определению геометрических поправок

1 — нейтронный пучок от тепловой колонны; *2* — медный рассеиватель; *3* — кадмиевая защита, покрытая бором; *4* — пропорциональный счетчик с BF_3

близко к соответствующему результату (8), полученному при введении только допплеровской поправки и предположении идеальной коллимации пучка. Отсюда видно, что ошибка, обусловленная недостаточно хорошей коллимацией, мала. Вычисленное значение ρ надо сравнить с полученным в эксперименте значением (3). Различие между ними может быть приписано отклонению рассеяния от сферической симметрии в системе центра тяжести.

Итак, относительная разница между рассеянием вперед и назад составляет со всеми поправками

$$-0{,}0005 \pm 0{,}0085. \tag{9}$$

3. Вычисление верхнего предела электрон-нейтронного взаимодействия

Из отношения интенсивностей рассеяния под углами 45° и 135° можно вычислить как знак, так и величину взаимодействия между нейтронами и электронами.

Короткодействующее взаимодействие между нейтроном и другими частицами, такими как ядро или электроны, может быть всегда описано с помощью введения в гамильтониан членов, пропорциональных δ-функции от вектора, соединяющего эту частицу с нейтроном. В соответствии с этим взаимодействие нейтрона с ядром будет описываться членом вида

$$a\delta(\mathbf{r}), \tag{10}$$

а взаимодействие нейтрона с отдельным электроном — членом вида

$$b\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_e), \tag{11}$$

где $\mathbf{r}$ есть радиус-вектор, проведенный от ядра к нейтрону, а $\mathbf{r}_e$ — радиус-вектор, проведенный от ядра к одному из электронов. Постоянные a и b

дают меру взаимодействий нейтрона с ядром и с отдельным электроном; они имеют размерность (энергия $\times$ объем). Действительно, когда взаимодействие слабо, как в случае нейтрон-электронного взаимодействия, коэффициент b равен просто объемному интегралу от взаимной потенциальной энергии двух частиц. Если взаимная потенциальная энергия электрона и нейтрона является функцией $U(r)$ расстояния r между двумя частицами, то

$$b = 4\pi \int_0^\infty U(r)\, r^2\, dr. \qquad (12)$$

Теперь мы можем применить борновское приближение, чтобы найти рассеяние в различных направлениях, обусловленное взаимодействиями (10) и (11). Непосредственное вычисление, основанное на борновском приближении, приводит к следующему выражению для дифференциального сечения рассеяния в элемент телесного угла $d\omega$:

$$d\sigma = \frac{M^2 d\omega}{4\pi^2\hbar^4}\,[a + bZ\mathfrak{F}(\vartheta)]^2, \qquad (13)$$

где $\mathfrak{F}(\vartheta)$ — формфактор электронного распределения. Простое выражение для формфактора было дано Бете [2]. С помощью его результатов можно вычислить значения формфакторов при 45° и 135° для Xe ($Z = 54$). Получим

$$\mathfrak{F}(45°) = 0{,}776, \qquad \mathfrak{F}(135°) = 0{,}515.$$

Различие в формфакторах для двух углов рассеяния и обусловливает асимметрию рассеяния.

Второй член в скобках в формуле (13) мал по сравнению с первым, так что можно пренебречь членами с b^2. Тогда отношение интенсивностей рассеяния по направлениям 45° и 135° равно

$$1 + 2Z\,[\mathfrak{F}(45°) - \mathfrak{F}(135°)]\,\frac{b}{a} = 1 + 28{,}2\,\frac{b}{a}\,. \qquad (14)$$

Сравнение этих величин с экспериментальным результатом (9) позволяет найти отношение b/a между константами взаимодействия нейтрон-электрон и нейтрон — ядро ксенона. Получим

$$\frac{b}{a} = -0{,}00002 \pm 0{,}00030. \qquad (15)$$

Чтобы найти b, вычислим константу ядерного взаимодействия a из сечения рассеяния.

Сечение рассеяния ксенона было найдено из сравнения интенсивности рассеяния (за которую принималось среднее из исправленных значений

[2] H. A. Bethe. Ann. d. Physik, 1930, 5, 385.

числа отсчетов в счетчиках C_1 и C_2) при заполнении камеры ксеноном и азотом. Сечение рассеяния молекулы N_2 принималось равным $20 \cdot 10^{-24}$. Описанным образом было найдено, что сечение рассеяния ксенона составляет $4{,}4 \cdot 10^{-24}$. Если пренебречь очень малым поправочным членом b, обусловленным взаимодействием с электронами, то из выражения (13) следует, что сечение рассеяния есть

$$\frac{Ma^2}{\pi\hbar^4} \,. \tag{16}$$

Из этой формулы получим

$$a = 2{,}46 \cdot 10^{-42} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \quad \text{для} \quad \text{Xe}. \tag{17}$$

Знак a почти наверняка положителен. Такой выбор оправдывается тем, что почти для всех ядер были найдены положительные значения констант ядерного взаимодействия [3].

Из выражений (15) и (17) можно вычислить значение b. Получаем

$$b = (-5 \pm 74) \cdot 10^{-47} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3. \tag{18}$$

Как отмечалось ранее, приводимая экспериментальная погрешность есть средняя квадратичная ошибка, вычисленная из разброса различных серий измерений, и она лишь немногим более статистической ошибки. Несмотря на это, нельзя гарантировать, что истинное значение b будет заключено в пределах, указанных в формуле (18). Следует отметить, что по порядку величины найденная константа взаимодействия b составляет 10^{-4}, или даже еще меньшую часть от константы взаимодействия между нейтроном и протоном.

Если в конечном счете константа b окажется отрицательной, это будет означать, что потенциал взаимодействия между нейтроном и электроном отрицателен (действует сила притяжения).

Согласно уравнению (12), b является интегралом по объему потенциальной ямы. Из экспериментов описанного здесь типа нельзя независимо определить глубину и объем потенциальной ямы. Если произвольно принять, что объем потенциальной ямы равен классическому объему электрона

$$V_{\text{эл}} = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^3 = 0{,}94 \cdot 10^{-37} \text{ см}^3, \tag{19}$$

то глубина потенциала притяжения из выражения (18) окажется равной

$$\overline{U(r)} = b/V_{\text{эл}} = (-6 \pm 79) \cdot 10^{-10} \text{эрг} = -300 \pm 5000 \text{ эв}. \tag{20}$$

В заключение этого раздела следует обсудить влияние двух возможных возмущений. Как указывалось во введении, для атомов, электроны

---

[3] E. Fermi, L. Marshall. Phys. Rev., 1947, 71, 666. (Статья 116.)

которых связаны в замкнутых оболочках, не следует ожидать магнитного взаимодействия между нейтроном и системой электронов. В первом приближении это безусловно справедливо, но в реальных случаях можно ожидать, что во втором приближении появится небольшое возмущение этого типа, обусловленное взаимодействием магнитного момента нейтрона с токами в виртуальных возбужденных состояниях системы электронов благородного газа. Более подробное рассмотрение обнаруживает, однако, что вклад от эффектов второго порядка полностью пренебрежим. Константа взаимодействия, соответствующая такому возмущению, может быть легко найдена с помощью обычных методов квантовой механики. Как оказывается, эта константа по порядку величины равна

$$(e\hbar/2Mc)^2\,(e^2\lambda\!\!\!^-{}^2/mc^2R^3) \approx 10^{-48}\ \text{эрг}\cdot\text{см}^3. \tag{21}$$

В этой формуле $e\hbar/2Mc$ — ядерный магнетон; $\lambda\!\!\!^-$ — длина волны нейтрона, деленная на 2π; R — средний радиус электронной орбиты.

Видно, что по сравнению со значением (18) величины b поправкой (21) можно полностью пренебречь.

Существует еще одно возможное взаимодействие между нейтроном и атомом, которое может привести к асимметричному рассеянию. Когда нейтрон, проходя через атом, проникает в систему электронов, он подвергается действию электрического поля, обусловленного неэкранированной частью заряда ядра. Так как нейтрон движется, то в системе отсчета нейтрона это электрическое поле вызывает кажущееся магнитное поле. Появившееся поле взаимодействует с магнитным моментом нейтрона, приводя к появлению взаимной энергии, которая может вызвать асимметрию рассеяния. Более подробное рассмотрение показывает, что учет этого эффекта приводит к пренебрежимо малой поправке. Основная причина этого состоит в том, что обусловленное только что упоминавшимся взаимодействием рассеяние всегда связано с изменением направления спина нейтрона. Поэтому такой эффект не может усиливаться за счет интерференции с большим ядерным рассеянием, так как в последнем случае изменение направления спина нейтрона при рассеянии всегда сопровождается изменением спинового состояния ядра.

4. Сравнение с мезотронной теорией

Результаты (18) или (20) надо сравнить с тем, что ожидается по мезотронной теории.

Из качественных доводов, уже приводившихся во введении, ясно, что согласно мезотронной теории следует ожидать существования короткодействующего потенциала притяжения между нейтроном и электроном. С другой стороны, вследствие неопределенности мезотронных теорий не удается точно предсказать ожидаемую величину взаимодействия. Действительно, в большинстве мезотронных теорий для избавления от расходи-

мостей требуется обрезать поле на расстоянии порядка 10^{-13} *см* от нуклона, которое как раз и равно ожидаемому радиусу действия электрического поля, окружающего нейтрон,

В этой связи следует упомянуть еще об одном — о влиянии размера электрона на нейтрон-электронное взаимодействие. Если принять классическое представление об электроне как о сфере небольшого объема, по которому распределен отрицательный электрический заряд, и предположить также, опять-таки в чисто классическом смысле, что нейтрон окружен короткодействующим электрическим полем, то следует ожидать, что по порядку величины радиус взаимодействия будет равен наибольшей из двух величин: радиуса электрона и радиуса действия электрического поля, окружающего нейтрон. Если радиус электрона больше радиуса действия электрического поля, то взаимодействие будет тогда простираться до расстояний порядка радиуса электрона. В этом смысле размер электрона и влияет на ожидаемую потенциальную яму: если взять больший радиус электрона, то потенциальная яма станет менее глубокой и более широкой. В действительности же, основываясь на этой классической модели, можно показать, что размер электрона не влияет на константу взаимодействия, т. е. на интеграл по объему потенциальной ямы. Поэтому при таких оценках электрон можно рассматривать как точечный заряд.

Один из возможных подходов к полуколичественной оценке величины взаимодействия, которой следует ожидать согласно мезотронной теории, состоит в следующем.

Согласно наиболее простым формам мезотронной теории, волновая функция, описывающая мезотроны в окрестности ядра, имеет вид

$$\frac{\exp[-\mu cr/\hbar]}{r}, \tag{22}$$

где μ — масса мезотрона. Этой волновой функции соответствует распределение плотности мезотронов, пропорциональное квадрату выражения (22), т. е.

$$\frac{\exp[-2\mu cr/\hbar]}{r^2}. \tag{23}$$

Затем можно элементарным образом вычислить электрическое поле E на расстоянии r от центра нейтрона:

$$E = \frac{ze}{r^2}\exp[-2\mu cr/\hbar], \tag{24}$$

где z — та доля времени, которую проводит нейтрон в состоянии, описываемом правой частью уравнения (1) (протон и отрицательный мезотрон).

Из выражения (24) можно незамедлительно вычислить потенциальную энергию электрона в электрическом поле, окружающем нейтрон

Получим

$$U = -e\int_r^\infty E dr = -ze^2\int_r^\infty \frac{dr}{r^2}\exp[-2\mu cr/\hbar]. \quad (25)$$

Константа взаимодействия окончательно находится из выражений (25) и (12):

$$b = -\frac{\pi}{3}\left(\frac{ze^2\hbar}{\mu^2c^2}\right)^2. \quad (26)$$

Ниже указывается простой метод оценки величины z. Одной из целей, преследуемых мезотронной теорией, является объяснение магнитного момента нейтрона как магнитного момента виртуального мезотронного поля, окружающего нейтрон. Если такая интерпретация верна и если принять далее, что каждый мезотрон обладает магнитным моментом $e\hbar/2\mu c$, то мы придем к оценке среднего числа мезотронов вблизи нейтрона, равной 0,2. Следовательно, при нахождении численного значения (26) надо положить $z = 0{,}2$. Приняв массу мезотрона в 200 раз большей массы электрона, найдем из выражения (26):

$$b = -1{,}8\cdot 10^{-45}. \quad (27)$$

Если распространить взаимодействие на потенциальную яму с объемом (19), глубина потенциальной ямы составит 12 000 *эв*.

5. Выводы

Из сравнения последнего результата с экспериментально найденной глубиной — 300 ± 5000 *эв* видно, что экспериментальное значение гораздо меньше теоретической оценки. Это отнюдь не означает, что описанный эксперимент определенно противоречит мезотронной теории. С одной стороны, экспериментальные ошибки могут быть несколько больше приведенных значений. С другой стороны, совершенно ясно, что изложенная выше теория крайне груба. Вполне может оказаться, что со временем некая иная мезотронная теория приведет к более низкой оценке глубины ямы. По-видимому, экспериментальные результаты достаточно убедительны, чтобы исключить так называемые теории сильной связи, согласно которым $z = 0{,}5$ и глубина ямы поэтому составляет около 30 000 *эв*, что, видимо, далеко выходит за пределы наших экспериментальных ошибок.

Окончательный вывод, который можно сделать из описанных экспериментов, состоит в том, что между нейтроном и электроном не существует взаимодействия, по порядку величины большего ожидаемого по мезотронной теории.

Мы благодарны д-ру А. Ваттенбергу за помощь при проведении этих опытов.

Получена 2 сентября 1947 г.
Аргоннская национальная лаборатория и
Институт ядерных исследований, Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс

См. вводные замечания к статье 115

122

СПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ НА ДЕЙТРОНАХ *

(Совместно с Л. Маршалл)

Как было найдено, сечение газообразного дейтерия при температуре жидкого воздуха для нейтронов со средней длиной волны 5,43 Å составляет $21{,}3 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2} на молекулу, а сечение атомов дейтерия для нейтронов с энергией в несколько электрон-вольт равно $3{,}44 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2} на атом. Эти две величины используются для получения информации о спиновой зависимости рассеяния нейтронов на дейтроне. Найдено, что длины рассеяния a_4 и a_2, соответствующие параллельной и антипараллельной ориентации спинов нейтрона и дейтрона, имеют одинаковый знак, но по величине могут различаться до двух раз.

I. Введение

Целью настоящего эксперимента является получение информации о спиновой зависимости рассеяния медленных нейтронов на дейтерии. Характеристики рассеяния медленных нейтронов определяются длинами рассеяния [1] для различных ориентаций спина. Возможны две относительные ориентации спинов нейтрона и дейтрона с результирующими спинами 1/2 и 3/2. Им соответствуют длины рассеяния a_2 для дублетного состояния ($S = 1/2$) и a_4 для квартетного состояния ($S = 3/2$). Если бы эти две величины и их знаки были известны, то рассеяние на ядре дейтерия было бы полностью охарактеризовано.

Для водорода две аналогичные величины были найдены с помощью измерений сечений орто- и параводорода по отдельности. Новейшие измерения такого типа проделаны Саттоном и др. [2]

Так как мы не располагали жидким водородом для настоящей работы и не могли выделить орто- и парадейтерий, то применили несколько иной метод. Было измерено сечение молекулы дейтерия при температуре жидкого воздуха, причем были использованы нейтроны очень большой длины волны, чтобы усилить интерференционные явления. Отношение этого

---

* *Spin Dependence of Slow Neutron Scattering by Deuterons.* (With L. Marshall.) Phys. Rev., 1949, 75, 578—580.

[1] E. Fermi, L. Marshall. Phys. Rev., 1947, 71, 666. (Статья 116.)

[2] Sutton, Hall, Anderson, Bridge, De Wire, Lavatelli, Long, Snyder, Williams. Phys. Rev., 1947, 72, 1147.

сечения к сечению дейтерия для надтепловых нейтронов сравнивалось со значением этого отношения, вычисленного в зависимости от a_4/a_2. Такое сравнение позволяет указать пределы для возможных значений a_4/a_2.

К сожалению, оказалось, что a_4/a_2 не очень сильно отличается от единицы — значения, при котором чувствительность метода крайне мала. Поэтому для a_4/a_2 могли быть указаны лишь очень широкие пределы.

II. Определение сечения D_2 для холодных нейтронов

Газообразный дейтерий содержался в толстостенном стальном цилиндре, внутренние размеры которого составляли 74,93 *см* в длину и 2,72 *см* в диаметре. Для предотвращения конденсации воды на торцах цилиндра при охлаждении его до температуры жидкого воздуха цилиндр был продолжен «фальшивыми» патрубками, внутри которых был установлен вакуум. Цилиндр вместе с прилегающими к нему частями «фальшивых» патрубков погружался в жидкий азот. Температура цилиндра измерялась термопарой и, как было найдено, хорошо держалась при 77,5° К.

Пучок тепловых нейтронов от тепловой колонны Аргоннского тяжеловодного котла пропускался через 40 *см* спеченного BeO. Этот фильтр удаляет из теплового пучка нейтроны с длиной волны, меньшей 4,5 Å [1]. Средняя длина волны полученного таким образом нейтронного пучка была определена в отдельном эксперименте, который будет описан ниже, и оказалась равной 5,43 Å.

Интенсивность нейтронов, прошедших через дейтерий, измерялась длинным счетчиком с BF_3 как при пустом цилиндре, так и при наличии в цилиндре дейтерия под давлением 406,9 *см* Hg. Без дейтерия интенсивность пучка составляла 1672,1 ± 5 *имп/мин* при фоне 86 ± 2 *имп/мин*, так что чистый эффект был равен 1586 ± 6 *имп/мин*. С дейтерием в цилиндре скорость счета составляла 781,9 ± 4 *имп/мин* при фоне 74,8 ± 2 *имп/мин*, так что чистый эффект был равен 707 ± 5 *имп/мин*.

Из этих данных было найдено, что сечение молекулы дейтерия при 77,5° К для нейтронов, прошедших через BeO, равно $(21{,}3 \pm 0{,}2)\cdot 10^{-24}$ *см*^{2}.

Средняя длина волны нейтронов, прошедших через фильтр из BeO, определялась во вспомогательном эксперименте. Измерялось сечение B^{10} в форме BF_3 для монохроматических нейтронов известной длины волны, полученных отражением от плоскости (111) кристалла LiF, и для нейтронов, прошедших через фильтр. Приняв закон $1/v$ для поглощения бора, отсюда можно было вычислить среднюю длину волны нейтронов, прошедших через фильтр. Была выбрана определенная плоскость (111) LiF, так как в диапазоне использованных длин волн для нее была пренебрежимо мала поправка, обусловленная отражениями высшего порядка.

Чтобы получить пропускание порядка 0,5 в широком диапазоне длин волн, были использованы две взаимозаменяемые трубки пропускания,

наполненные $B^{10}F_3$. Длина одной из них составляла 3,569 *см*, а второй — 17,556 *см*. Короткая трубка пропускания была использована для измерения сечения нейтронов, прошедших через фильтр, а длинная — для измерения сечения монохроматических нейтронов с длинами волн от 0,8 до 1,3 Å. После введения поправок на поглощение в воздухе и на рассеяние оказалось, что средняя длина волны составляет 5,43 Å.

III. Определение сечения D_2 для надтепловых нейтронов

Сечение дейтерия для надтепловых нейтронов измерялось для нейтронов с энергиями резонансов индия и серебра. Использовался пучок нейтронов, исходящий от поверхности котла и, следовательно, содержащий большое количество надтепловых нейтронов. Для поглощения тепловых нейтронов в пучок ставилась кадмиевая фольга.

При использовании резонансного детектора, типа серебра или индия, наведенная в нем активность в известной мере обусловлена нейтронами очень большой энергии. Считается, что для таких нейтронов сечение дейтерия меньше, чем для нейтронов с энергией несколько электронвольт. Для минимизации вклада от высокоэнергичных нейтронов каждое измерение наведенной активности делалось при постановке тонкого поглотителя из того же элемента, что и детектор, и без поглотителя; использовалась разность отсчетов. Таким способом учитываются только нейтроны с энергиями нижних резонансных полос.

Дейтерий находился в форме D_2O, чистота его составляла 99,74%; примесью была H_2O. Если бы сечение кислорода было известно, оно могло бы непосредственно вычитаться из результатов, так как для надтепловых нейтронов интерференционные эффекты пренебрежимо малы. Для минимизации ошибки, вносимой погрешностями в сечении кислорода, был принят следующий метод учета кислорода. В одном эксперименте пучок нейтронов пропускался через поглотитель из n молей D_2O и n молей Be. Пропущенная этим поглотителем интенсивность сравнивалась с интенсивностью, найденной в другом эксперименте, когда поглотитель состоял из n молей BeO. Различие интенсивностей, пропускаемых в этих двух случаях, обусловлено действием только дейтерия.

Фактически использованные в измерениях поглотители имели следующий количественный состав:

Поглотитель 1	*моль/см²*	Поглотитель 2	*моль/см²*
D_2O	0,2999	BeO	0,3016
H_2O	0,0008	O_2	0,00004
Be	0,3051	N_2	0,00018

Если обозначить через R отношение интенсивности, пропускаемой поглотителем 2, к интенсивности, пропускаемой поглотителем 1, то

$$\ln R = 0{,}6023\,[0{,}5998\,\sigma_D + 0{,}0035\,\sigma_{Be} - 0{,}0010\,\sigma_O + + 0{,}0016\,\sigma_H - 0{,}00036\,\sigma_N].$$

Через σ обозначены сечения соответствующих элементов в единицах 10^{-24} *см*^{2}. Коэффициенты при всех сечениях, за исключением σ_D, очень малы, так что погрешности в этих сечениях несущественны. Для вычислений были использованы значения $\sigma_{Be} = 6{,}1$; $\sigma_O = 4{,}1$; $\sigma_H = 21$; $\sigma_N = 10$.

Измерения с серебром дали

$$\ln R = 1{,}293 \pm 0{,}023,$$

а измерения с индием —

$$\ln R = 1{,}247 \pm 0{,}021.$$

Для вычисления σ_D было использовано среднее из указанных значений: $1{,}27 \pm 0{,}02$; это дало $\sigma_D = 3{,}44 \pm 0{,}06$.

IV. Теория

В описанных выше экспериментах были определены сечения молекулы дейтерия при 77,5° K для нейтронов со средней длиной волны 5,43 Å [$\sigma(D_2) = 21{,}3 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}] и атома дейтерия для нейтронов с энергией несколько электронвольт [$\sigma(D) = 3{,}44 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}].

Определенные сечения могут быть выражены через длины рассеяния a_2 и a_4, соответствующие антипараллельной и параллельной ориентациям спинов нейтрона и дейтрона.

Сечение $\sigma(D)$ выражается просто в виде

$$\sigma(D) = 4\pi\left(\frac{2}{3}a_4^2 + \frac{1}{3}a_2^2\right).$$

В этой формуле множители 2/3 и 1/3 соответствуют вероятностям параллельной и антипараллельной ориентаций. Вычисление сечения молекулы дейтерия более сложно; оно проводится аналогично вычислениям Швингера и Теллера [3] сечения рассеяния молекулы водорода. В наших экспериментах отношение орто/пара было таким же, как при комнатной температуре, а распределение ротационных состояний соответствовало температуре 77,5° K. Величина $\sigma(D_2)$ вычисляется как среднее из значений для отдельных состояний, соответствующих этому распределению. Результаты вычисления отношения $\sigma(D_2)/\sigma(D)$, в которые не входят поправки на эффект Допплера, приведены ниже:

[3] J. Schwinger, E. Teller. Phys. Rev., 1937, 52, 286.

g	$\sigma(D_2)/\sigma(D)$	g	$\sigma(D_2)/\sigma(D)$
0,0	$5{,}76-1{,}92\,\delta+(0{,}0035/g)+$ $+(0{,}035\,\delta/g)$	0,6	$4{,}58-1{,}36\,\delta$
		0,8	$3{,}85-0{,}98\,\delta$
0,2	$5{,}65-1{,}67\,\delta$	1,0	$3{,}13-0{,}55\,\delta$
0,4	$5{,}23-1{,}58\,\delta$	1,1	$2{,}81-0{,}36\,\delta$

Через g обозначена относительная скорость, измеренная в единицах $5\hbar/(2Mr)$, где M — масса протона, r — межатомное расстояние в молекуле дейтерия, $0{,}747\cdot10^{-8}$ *см*. Через δ обозначена следующая функция от a_2 и a_4:

$$\delta=\frac{(a_4-a_2)^2}{(2a_4^2+a_2^2)}.$$

При нулевой скорости сечение становится бесконечным. Впрочем, коэффициенты при членах, обращающихся в бесконечность, очень малы.

Допплеровская поправка вычислялась с помощью формулы

$$\sigma_{\text{эфф}}=\frac{2\exp\left(-q^2/q_0^2\right)}{\pi^{1/2}q_0q^2}\int\limits_0^\infty g^2\sigma(g)\,\mathrm{sh}\,(2qg/q_0^2)\exp\left(-g^2/q_0^2\right)dg,$$

где q — скорость нейтронов в единицах $5\hbar/(2Mr)$, q_0 — характеристическая скорость максвелловского распределения, записанного в виде $\exp\left(-q^2/q_0^2\right)$. Для дейтерия при 77,5° K величина q_0 равна 0,269. Интеграл вычислялся численными методами.

Для отношения $\sigma(D_2)/\sigma(D)$ с учетом допплеровского эффекта были найдены такие значения:

q	$\sigma(D_2)/\sigma(D)$
0,3	$6{,}851-2{,}022\,\delta$
0,368	$6{,}047-1{,}768\,\delta$
0,4	$5{,}782-1{,}680\,\delta$

Эффективная длина волны нейтронов, использованных для определения $\sigma(D_2)$, составляла 5,43 Å, и для них $q=0{,}346$. Интерполируя, найдем для $q=0{,}346$

$$\frac{\sigma(D_2)}{\sigma(D)}=6{,}271-1{,}865\,\delta.$$

Измеренное значение этого отношения равно 21,3/3,44, т. е. 6,19. Итак, δ очень мало:

$$\delta = 0{,}04 \pm 0{,}10.$$

Поскольку δ положительно по определению, этот результат позволяет указать только верхний предел δ, а именно 0,14. Если бы δ было равно нулю, то a_4 было бы равно a_2. Каждому значению δ соответствуют два значения отношения a_4/a_2, одно из которых больше 1, а другое — меньше 1. Для верхнего предела $\delta = 0{,}14$ соответствующие значения a_4/a_2 составляют 0,53 и 2,25. Так как δ лежит между 0 и 0,14, то отношение a_4/a_2 должно лежать между 0,5 и 2,3.

Итак, можно заключить, что a_4 и a_2 определенно имеют одинаковый знак. Их величины могут, однако, различаться несколько больше, чем в два раза. Когда величина a_4 довольно близка к величине a_2, чувствительность использованного метода мала. Поэтому для отношения a_4/a_2 могли быть указаны только приведенные выше довольно широкие пределы.

Примечательно, что дейтерий не обладает особенностями водорода, у которого длины рассеяния имеют противоположные знаки и такие величины, что в результате почти одинаковых и противоположных вкладов двух ориентаций спина влияния интерференции нейтронов почти не видно.

Получена 8 ноября 1948 г.
Аргоннская национальная лаборатория и
Институт ядерных исследований, Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс

К статье 123

Статья 122 завершает экспериментальные исследования Ферми в Аргоннской лаборатории. Он отказался от регулярных поездок в Аргонн по двум основным причинам. Во-первых, в Университете создалась очень стимулирующая обстановка. Возникало множество интересных вопросов, рассмотрение которых требовало от Ферми все больше и больше времени. Все чаще и чаще его можно было застать у доски погруженным в уравнения. Вторая причина была связана с Л. Маршалл, которая считала себя обязанной проделать некоторую часть своих исследований независимо от Ферми. Эти причины, к которым прибавилось отсутствие тогда в новом Институте ядерных исследований хороших экспериментальных возможностей, еще раз обратили Ферми к теоретической физике.

Статья 123 была прямым следствием оживленных диспутов с Эдвардом Теллером по проблеме происхождения космических лучей. Она была написана в противопоставление точке зрения, согласно которой космические лучи имеют в основном солнечное происхождение и не могут прийти из глубин Галактики, так как для этого понадобилось бы огромное количество энергии. Рассмотрев межгалактические магнитные поля, Ферми смог указать механизм ускорения космических лучей до очень больших энергий, наблюдавшихся на опыте.

Свои взгляды на происхождение космических лучей, хотя и не так подробно, Ферми изложил также на Международном конгрессе по физике космических лучей в Комо [Б238].

Г. Андерсон

Летом 1949 года в Базеле, Швейцария (первая неделя), и Комо, Италия (вторая неделя), проходила международная конференция — первая важная конференция по современной физике после войны. Ферми выступил в Комо с докладом о его теперь знаменитом механизме ускорения космических лучей (статьи 123 и 145). Поделюсь воспоминаниями об этой конференции. Это был его первый приезд в Италию после 1938 года и он был в очень хорошем настроении. В Базеле мы плавали по Рейну и течение уносило нас на несколько километров; в Комо в перерывах между заседаниями играли в теннис. В Базеле Ферми присутствовал на блестящем докладе Швингера, в котором излагались новые методы и результаты работ Бете, Швингера, Фейнмана, Томонаги, Дайсона по квантовой электродинамике. На прогулке он комментировал доклад Швингера словами, суть которых сводится к следующему: «Здесь очень много правды, но эта правда еще не понятна. В этом смысле положение в квантовой электродинамике теперь похоже на то, что должно было быть в физике, когда уже были известны преобразования Лоренца, но теория относительности еще не была создана».

Ферми, которому принадлежат фундаментальные работы в области квантовой электродинамики (см., например, статью 48), очень интересовался ее развитием. Спустя год после конференции в Комо, он прочел популярную лекцию о новейших достижениях в этой области, которая была опубликована в книге «Лекции по атомной физике», переведенной на русский язык. Конец лекции почему-то не был переведен полностью, поэтому я представляю его здесь.

«...Подведем итоги. Непосредственно в электродинамике, несомненно, достигнут большой успех. Это, вероятно, еще не окончательная теория, но мы все больше приближаемся к пониманию явлений. Можно в известной мере надеяться, что идеи такого рода могут быть применены, например, к мезонной теории, гораздо менее исследованной, чем теория электромагнитного поля, и поэтому возбуждающей в настоящее время гораздо больший интерес. На этом пути встретится целый ряд трудностей, так что эти попытки, возможно, не приведут к заметному успеху. Вообще говоря, поскольку даже с физической стороны явления изучены не полностью, вряд ли пока удастся построить полную математическую теорию. Но не исключено также, что, наоборот, математика поможет понять, какова истинная природа рассматриваемых явлений. Во всяком случае, в настоящее время ничего определенного об этом нельзя сказать.

Я могу сказать, что в настоящее время наблюдается волнение большого масштаба: почти все молодые физики-теоретики усиленно стремятся заняться теорией поля, и ничем другим, кроме теории поля, что, быть может, является даже немножко слишком односторонним. Но это покажет будущее».

Возвращение Ферми в Италию сопровождалось сообщениями в газетах, на улицах Комо появились плакаты, приветствующие Ферми, его имя было помещено рядом с именем другого великого итальянского физика Алессандро Вольта (кстати, Комо — родина Вольты, и конференция не случайно проводилась там).

Перед закрытием конференции была организована экскурсия в Альпы. Ночевка состоялась в Сент-Венса, где находится известное казино. Ферми, ради шутки, сыграл один раз на мизерную сумму в рулетку (кстати, Ферми совсем не был игроком по характеру). В казино быстро распространился слух, что Ферми играет, и он был буквально атакован желающими узнать о его системе.

Относительно выступления Ферми в Комо: оно было ясным и очень успешным, несмотря на то, что вначале имели место довольно смешные обстоятельства (например, в зале дворца, где проходила конференция, долго не могли найти черной доски, а когда она нашлась, то оказалась такой малой и легкой, что писать на ней было совсем не просто). О его выступлении и вообще о работах 123, 145 и [Б238] мне хотелось только сказать, что они очень соответствуют духу Ферми по оригинальности, простоте, изобретательности и удивительной ясности. Эти работы, которые имели первостепенную важность для физики космических лучей, стали основополагающими и в других областях космофизики и физики плазмы; кстати, в них явно содержится идея о магнитных ловушках.

Б. Понтекорво

123

О ПРОИСХОЖДЕНИИ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ *

Предлагается теория происхождения космического излучения, согласно которой космические лучи образуются и ускоряются главным образом в межзвездном пространстве Галактики при столкновениях с движущимися магнитными полями. В частности, из этой теории естественно вытекает степенной закон с отрицательным показателем для спектрального распределения космического излучения. Главная трудность теории состоит в том, что она не может простым образом объяснить наличие тяжелых ядер в космических лучах.

I. Введение

На недавно состоявшемся обсуждении проблемы происхождения космического излучения Э. Теллер [1] защищал точку зрения, согласно которой космические лучи имеют солнечное происхождение и удерживаются относительно близко от Солнца действием магнитных полей. Эта точка зрения была развита Альвеном, Рихтмайером и Теллером [2]. Против обычной точки зрения, согласно которой космическое излучение может распространяться, по крайней мере, на все галактическое пространство, выдвигается то возражение, что если бы космическое излучение занимало столь огромное пространство, то в форме этого излучения должно было бы находиться колоссальное количество энергии. В этом случае, действительно, должен существовать весьма эффективный механизм ускорения космического излучения.

В настоящей заметке мне хотелось бы обсудить гипотезу о происхождении космических лучей, в которой делается попытка хотя бы частично опровергнуть такие возражения. Согласно этой гипотезе, космические лучи образуются и ускоряются главным образом в межзвездном пространстве, причем предполагается, что магнитные поля не позволяют им выйти за пределы Галактики. Основной процесс ускорения обусловлен взаимодействием космических частиц с блуждающими магнитными полями, которыми, согласно Альвену, заполнено межзвездное пространство.

Такие поля поразительно устойчивы, что обусловлено их большими размерами (порядка световых лет) и относительно высокой электропроводностью межзвездного пространства. Действительно, проводимость настолько велика, что магнитные силовые линии можно считать «прикреп-

---

* *Of the Origin of the Cosmic Radiation.* Phys. Rev., 1949, 75, 1169—1174.

[1] Nuclear Physics Conference. Birmingham, 1948.

[2] Alfvén, Richtmyer, Teller. Phys. Rev., в печати. (См. Richtmyer. Teller. Phys. Rev., 1949, 75, 1729; Alfvén. Phys. Rev., 1949, 75, 1732.—*Ред.*)

ленными» к веществу и принимающими участие в тех «течениях», которые существуют в нем. С другой стороны, само магнитное поле воздействует на гидродинамику межзвездного вещества [3], сообщая ему такие свойства, которые, согласно Альвену, можно образно описать, сказав, что каждой силовой линии следует приписать некоторую плотность вещества, обусловленную той массой, к которой прикреплена силовая линия. Развивая эту точку зрения, Альвен смог найти простую форму для скорости V распространения магнито-упругих волн:

$$V = \frac{H}{(4\pi\rho)^{1/2}}, \qquad (1)$$

где H — напряженность магнитного поля, а ρ — плотность межзвездного вещества.

Согласно предлагаемой теории, частица, попавшая в межзвездную среду с энергией выше некоторого порога, будет постепенно увеличивать свою энергию при соударениях с движущимися неоднородностями межзвездного магнитного поля. Темп такого возрастания очень невелик, но, по-видимому, достаточен для увеличения энергии до максимальных наблюдавшихся значений. Из этих соображений вполне естественно получается, что энергетический спектр протонов имеет вид степенной функции с отрицательным показателем. Экспериментально найденное значение показателя степени, по-видимому, хорошо укладывается в допускаемые теорией пределы.

Данная теория неполна, так как в ней не предлагается удовлетворительного механизма инжекции частиц. Исключением являются протоны, которые могут, по крайней мере частично, регенерироваться при соударении самого космического излучения с диффузным межзвездным веществом. Наиболее серьезное затруднение представляет процесс инжекции для компоненты излучения, состоящей из тяжелых ядер. Порог инжекции для таких частиц очень велик, и механизм инжекции должен быть соответственно мощен.

II. Движение межзвездной среды

Обычно принимается, что в межзвездном пространстве Галактики находится вещество крайне низкой плотности, соответствующей примерно одному атому водорода в 1 $см^3$, т. е. плотности около 10^{-24} $г/см^3$. Однако существуют указания на то, что это вещество распределено неравномерно и что имеются области концентрации с плотностью в 10—100 раз выше, средний размер которых составляет около 10 парсек (1 парсек $= 3{,}1 \times 10^{18}$ $см =$ $= 3{,}3$ световых года). Для ряда изученных облаков, расположенных не слишком далеко от нас, с помощью данных Адамса [4] о допплеровском эф-

[3] H. Alfvén. Arkiv Mat. f. Astr. o. Fys., 1943, 29B, 2.
[4] W. S. Adams. A. p. J., 1943, 97, 105.

фекте на линиях межзвездного поглощения может быть найдена радиальная скорость относительно Солнца. С учетом движения Солнца относительно соседних звезд средняя квадратичная радиальная скорость составляет около 15 *км/сек*. Можно считать, что средняя квадратичная скорость будет получена увеличением этого значения в $\sqrt{3}$ раз и составляет, следовательно, около 26 *км/сек*. Такие относительно плотные облака занимают около 5% межзвездного пространства [5].

Существенно меньше известно о гораздо более разреженном веществе вне этих облаков. Ради определенности дальнейшего изложения предположим, что плотность такого вещества составляет около 10^{-25} *г/см*³, т. е. около 0,1 атома водорода в 1 *см*³. Даже довольно значительное варьирование этого значения не приведет к коренным изменениям качественных выводов. Если предположить, что бóльшая часть вещества состоит из водородных атомов, то следует ожидать, что эти атомы, благодаря фотоэлектрическому эффекту под действием света от звезд, будут находиться преимущественно в ионизированном состоянии. Действительно, можно оценить, что при средних межзвездных условиях, вне относительно плотных облаков устанавливается в некотором роде равновесная диссоциация, для которой

$$\frac{n_+^2}{n_0} \approx (T_1)^{1/2}. \qquad (2)$$

Здесь n_+ и n_0 — концентрации ионов и нейтральных атомов в 1 *см*³, T_1 — абсолютная кинетическая температура в °К. Полагая в этой формуле $n_+ = 0{,}1$, можно найти, что даже при довольно низкой кинетической температуре около 100° К доля недиссоциировавших атомов составляет около 1%.

Разумно предположить, что в этой среде с очень низкой плотностью будут существовать течения в виде «потоков» вещества, так как проходящие через нее более тяжелые облака поддерживают такое «перемешивание». Примем для дальнейшего изложения, что средняя квадратичная скорость составляет около 30 *км/сек*. Согласно представлениям Альвена, мы должны предположить, что кинетическая энергия этих потоков будет частично превращена в магнитную энергию, т. е. что магнитное поле достигнет такой величины, что скорость распространения магнито-упругих волн станет примерно равна скорости струйных потоков. Из соотношения (1) тогда следует, что магнитное поле в разреженном веществе составляет около $5 \cdot 10^{-6}$ *гаусс*, тогда как в более тяжелых облаках его напряженность, вероятно, выше. Силовые линии этого поля образуют весьма путаную картину, так как они будут увлекаться во всех направлениях потоками вещества, к которому они прикреплены. С другой стороны, силовые линии будут противодействовать таким движениям, при которых два участка межзвездного вещества стремятся перекрыться, так как при этом уве-

[5] B. Stromgren. A. p. J., 1948, 108, 242.

личивалась бы напряженность магнитного поля и значительно возросла магнитная энергия. Фактически такой магнитный эффект приведет к уменьшению потерь на трение, которые в противном случае были бы очень велики и за относительно короткое время привели бы к затуханию потоков вещества, к превращению их в беспорядочные тепловые движения.

III. Ускорение космических лучей

Рассмотрим теперь быструю частицу, движущуюся среди таких блуждающих магнитных полей. Если этой частицей является протон с энергией несколько *Бэв*, то он будет двигаться вокруг силовой линии по спирали с радиусом около 10^{12} *см* до тех пор, пока не произойдет «соударение» с неоднородностью космического поля. При этом протон отражается несколько беспорядочным образом: в результате соударения может произойти как выигрыш, так и потеря энергии. Однако выигрыш энергии более вероятен, чем потеря. К этому выводу легче всего прийти, если заметить, что в конечном счете должно установиться статистическое равновесие между степенями свободы блуждающих полей и степенями свободы частицы. Ясно, что равномерное распределение (по степеням свободы) соответствовало бы невообразимо высокой энергии. Следовательно, существенным ограничением является не энергетический потолок, который может быть достигнут, а темп увеличения энергии. Подробное обсуждение этого процесса ускорения будет проведено в разделе VI. Элементарную оценку можно получить, если представить «соударения» частиц с магнитными неоднородностями как соударения с отражающими препятствиями очень большой массы, движущимися с беспорядочными скоростями, которые в среднем составляют $V = 30$ *км/сек*. В этом представлении легко получить, что средний выигрыш энергии при одном столкновении составляет около

$$\delta w = B^2 w, \tag{3}$$

где w — энергия частицы, включая энергию покоя, а $B = V/c \approx 10^{-4}$. Следовательно, для протона средний выигрыш составляет 10 *эв* на соударение в нерелятивистской области и увеличивается по мере возрастания энергии. Итак, если пренебречь потерями, то за 10^8 соударений энергия возрастет в e раз. В частности, если частица имеет нерелятивистскую энергию, то после N соударений ее энергия будет составлять

$$w = Mc^2 \exp(B^2 N). \tag{4}$$

Естественно, что энергия может увеличиваться только в том случае, если потери меньше прироста энергии. Из сделанных далее оценок (см. раздел VII) видно, что ионизационные потери становятся меньше прироста энергии для протонов с энергией около 200 *Мэв*. Для более высоких энергий ионизационные потери практически ничтожны. Механизм инжекции будет обсужден позже.

IV. Спектр космического излучения

Во время процесса ускорения протон может потерять почти всю свою энергию при ядерном столкновении. Этот процесс наблюдается как поглощение первичного космического излучения в верхних слоях атмосферы. Средний свободный пробег для этого процесса составляет около 70 *г/см*², что соответствует сечению около

$$\sigma_{\text{погл}} \approx 2{,}5 \cdot 10^{-26} \ \textit{см}^2/\textit{нуклон}. \tag{5}$$

При соударении этого типа бо́льшая часть кинетической энергии сталкивающихся нуклонов превращается, видимо, в энергию мезонного ливня.

Разумно предположить, что космические лучи присутствуют во всем межзвездном пространстве Галактики примерно с одинаковой плотностью. Поэтому они будут испытывать столкновения с веществом, средняя плотность которого составляет 10^{-24}. Это приводит к значению среднего свободного пробега относительно поглощения

$$\Lambda = 7 \cdot 10^{25} \ \textit{см}. \tag{6}$$

Частица, движущаяся со скоростью света, пройдет это расстояние за

$$T = \frac{\Lambda}{c} = 2 \cdot 10^{15} \ \textit{сек}, \tag{7}$$

т. е. примерно за 60 миллионов лет.

Итак, существующие ныне космические частицы имеют в среднем этот возраст. Некоторые из них, случайно избегнувшие уничтожения, будут значительно старше. Действительно, можно полагать, что процесс поглощения происходит по экспоненциальному закону. Если предположить, что темп появления первоначальных частиц все время сохраняется неизменным, то можно ожидать распределения по возрасту вида

$$\exp(-t/T)\, dt/T. \tag{8}$$

Частица возраста t все это время накапливала энергию. Если время между последовательными событиями рассеяния обозначить через τ, то энергия, накопленная частицей возраста t, будет равна

$$w(t) = Mc^2 \exp(B^2 t/\tau). \tag{9}$$

Объединяя это соотношение между возрастом и энергией с приведенным ранее распределением вероятности того, что частица имеет данный возраст, можно найти распределение вероятности иметь данную энергию. В результате несложных вычислений получим, что для частицы вероятность иметь энергию между w и $w + dw$ составляет

$$\pi(w)\, dw = \frac{\tau}{B^2 T} (Mc^2)^{\tau/B^2 T} \frac{dw}{w^{1+(\tau/B^2 T)}}. \tag{10}$$

Приятно отметить, что теория естественно привела к степенно́му закону с отрицательным показателем для спектра космического излучения. Сравнивая показатель степени в этом законе с показателем, определенным из наблюдений над космическими лучами, и равным приблизительно 2,9, можно найти промежуток времени между столкновениями. Именно: $2{,}9 = 1 + (\tau/B^2T)$, откуда

$$\tau = 1{,}9\ B^2T. \tag{11}$$

Используя приведенные ранее значения B и T, находим, что $\tau = 4 \times 10^7$ *сек* $\approx 1{,}3$ года. Так как скорость движения частицы близка к скорости света, то среднее расстояние между соударениями составляет около светового года, т. е. около 10^{18} *см*. Такой средний свободный пробег для столкновений кажется вполне разумным.

Теория вполне естественно объясняет, почему в первичном космическом излучении отсутствуют электроны. Это обусловлено тем, что у электрона скорость потерь энергии превышает скорость накопления при любых его энергиях. При малых энергиях, вплоть до приблизительно 300 *Мэв*, потери связаны с ионизацией. Выше этой энергии преобладающую роль играют радиационные потери, возникающие при ускорении электронов в межзвездном магнитном поле (заметим, что такого рода потери для протонов совершенно пренебрежимы). Высокоэнергичные электроны будут исчезать также в результате обратного комптоновского эффекта, обсуждавшегося Финбергом и Примаковым [6].

V. Механизм инжекции. Трудности с инжекцией тяжелых ядер

Для полноты рассматриваемой теории надо обсудить механизм инжекции.

Для того чтобы космическое излучение поддерживалось на существующем уровне, необходима компенсация потерь протонов на поглощение, т. е. необходима инжекция протонов с энергией не меньше 200 *Мэв*. Согласно недавним исследованиям [7], в первичном космическом излучении содержатся не только протоны, но некоторые относительно тяжелые ядра. Для них порог инжекции гораздо выше, чем для протонов, главным образом вследствие больших потерь на ионизацию (см. далее раздел VII). Правда, можно допустить, что такие высокоэнергичные протоны и более тяжелые ядра образуются поблизости от некоторой весьма «магнитноактивной» звезды[8].

[6] E. Feenberg, H. Primakoff. Phys. Rev., 1948, 73, 449.
[7] Freier, Lofgren, Ney, Oppenheimer. Phys. Rev., 1948, 74, 1828; H. L. Bradt, B. Peters. Phys. Rev., 1948, 74, 1828.
[8] См., например, W. F. G. Swann. Phys. Rev., 1933, 43, 217; Horace W. Babcock. Phys. Rev., 1948, 74, 489.

Однако такое допущение всего-навсего переместит основные трудности с проблемы ускорения частиц на проблему их инжекции, если только не будут даны более точные оценки эффективности этого или другого эквивалентного механизма. Если говорить об инжекции тяжелых ядер, то я не знаю ответа на возникающие при этом вопросы, который мог бы внушить доверие.

Для образования протонов можно, однако, предложить простой механизм, с помощью которого можно объяснить существование, по крайней мере, значительной части полного числа инжектируемых протонов, если только основные черты данной теории вообще правильны. Согласно этому механизму, космическое излучение должно регенерироваться, и происходит это следующим образом. Когда быстрый протон космического излучения сталкивается в межзвездном пространстве с протоном, находящимся почти в покое, то значительная доля энергии будет израсходована на создание мезонного ливня, а энергия обоих нуклонов после соударения будет гораздо меньше энергии первоначальной космической частицы. Оценки показывают, что после соударения энергию выше порога инжекции 200 *Мэв* в некоторых случаях будут иметь обе частицы, в некоторых случаях — одна, а в некоторых — ни одна из них. Можно ввести коэффициент размножения k, определив его как среднее число новых протонов с энергией выше порога инжекции, образующихся при соударении первоначальной космической частицы. Как и в цепной реакции, суммарное число частиц космического излучения будет возрастать, если $k > 1$, будет уменьшаться, если $k < 1$, и будет сохраняться неизменным, если $k = 1$.

Коэффициент размножения в межзвездной среде, видимо, довольно близок к 1. Возможно, что это не случайно, а обусловлено частично следующим механизмом самостабилизации. Несмотря на уменьшенное (благодаря магнитным полям) трение, движение межзвездного вещества не вполне консервативно. Следовательно, приходится допустить существование некоторого источника, который постоянно снабжает кинетической энергией потоки межзвездного вещества. Такой источник, вероятно, связан в конечном счете с перекачкой энергии из больших ее запасов, содержащихся внутри звезд. Движения межзвездной среды устанавливают динамическое равновесие между поступлением энергии из такого источника и потерями энергии вследствие трения и других причин. В этом балансе никоим образом нельзя пренебрегать той энергией, которая передается космическому излучению от межзвездной среды, так как полная энергия космических лучей сравнима с кинетической энергией потоков вещества — нерегулярных движений Галактики. Поэтому следует ожидать, что если общий уровень космического излучения возрастает, то кинетическая энергия межзвездного движения должна уменьшаться, и наоборот. Коэффициент размножения зависит от плотности. Если плотность возрастает, то пропорционально ей растут ионизационные потери. Поэтому должен возрасти порог инжекции, и, следовательно, должен уменьшиться коэффициент размножения. С другой стороны, при изменении плотности меняет-

ся и темп возрастания энергии. Изменение этой величины трудно определить вполне точно. По-видимому, можно все же предположить, что скорость блуждающих магнитных полей возрастает как кубический корень из плотности (в соответствии с теоремой вириала) и что средний свободный пробег для столкновений обратно пропорционален корню кубическому из плотности, как это можно получить из геометрического подобия. Тогда получится, что скорость возрастания энергии пропорциональна плотности в степени лишь 2/3. Результирующим эффектом при возрастании плотности будет возрастание порога инжекции и уменьшение коэффициента размножения. Если вначале коэффициент размножения был несколько больше 1, то общий уровень космического излучения будет возрастать, на что будет расходоваться кинетическая энергия Галактики. Это приведет к гравитационному сжатию, плотность возрастет и k станет уменьшаться, пока не будет достигнуто равновесное значение $k = 1$. Если k вначале было значительно меньше 1, то процесс будет происходить в обратном направлении.

Но даже если такого механизма стабилизации недостаточно для поддержания коэффициента размножения, равным 1, и поэтому на протяжении периодов времени в сотни миллионов лет происходят значительные изменения общего уровня космического излучения, то общие выводы раздела IV качественно не изменятся. Действительно, если k несколько отличается от 1, то общий уровень космического излучения будет экспоненциально возрастать или убывать, в зависимости от того, больше или меньше 1 значение k. Поэтому число космических частиц, превысивших порог инжекции по обсуждавшемуся ранее механизму, не будет постоянно во времени, а будет меняться экспоненциально.

Объединяя это экспоненциальное изменение с экспоненциальным поглощением, получим опять-таки экспоненциальный закон (8) для возрастного распределения космических частиц в настоящее время. Единственное различие будет состоять в том, что период экспоненты изменится на небольшое число.

Создается впечатление, что предлагаемый здесь механизм инжекции не вызывает сомнения для протонов, но никоим образом не может объяснить существование в первичном космическом излучении тяжелых ядер. Порог инжекции для таких ядер составляет несколько *Бэв*, так что трудно представить себе вторичный эффект взаимодействия космического излучения с диффузным межзвездным веществом, при котором с заметной вероятностью могли бы появляться такого типа вторичные частицы. Можно было бы, например, предположить, что тяжелые частицы образуются на границах Галактики, где плотность, видимо, меньше и, значит, порог инжекции ниже. Однако при этом потребовалось бы наложить такие условия на плотность, которые было бы трудно оправдать. Более вероятно, по-видимому, что инжекция тяжелых частиц происходит с помощью совершенно другого механизма, который может быть связан с магнетизмом звезд.

Если такой механизм существует, то естественно полагать, что с его помощью будет совершаться инжекция не только тяжелых ядер, но и протонов. Число протонов и, может быть, в несколько меньшей степени α-частиц, будет затем возрастать при «цепной реакции», которая в этом случае должна иметь значение $k < 1$. Фактическое их число будет равно числу инжектированных за время жизни T частиц, увеличенному в $1/(1 - k)$ раз. Тяжелые же ядра будут медленно набирать или терять энергию в зависимости от того, находится ли их энергия выше или ниже порога инжекции. Однако их время жизни будет меньше времени жизни протонов, так как сечение процесса уничтожения тяжелых ядер, по-видимому, выше. Число тяжелых ядер должно быть приблизительно равно числу ядер, инжектированному за время их жизни.

В этой связи надо заметить, что из данной теории следует вполне заметное различие энергетических спектров протонов и тяжелых ядер, содержащихся в космическом излучении. Это связано с тем обстоятельством, что сечение поглощения тяжелых частиц, видимо, в несколько раз больше сечения поглощения протонов. Поэтому следует ожидать, что средний возраст тяжелых частиц меньше возраста протонов. Это приводит к тому, что энергетический спектр тяжелых частиц гораздо более резко убывает с энергией, чем спектр протонов. Этот вывод можно было бы проверить экспериментально.

VI. Дальнейшее рассмотрение магнитного ускорения

Процесс ускорения протонов космического излучения при столкновениях с неоднородностями магнитного поля будет обсужден в этом разделе несколько более подробно, чем в разделе III.

Траектория быстрого протона в нерегулярном магнитном поле принятого нами типа довольно точно изображается спиралью вокруг силовой линии. Поскольку радиус этой винтовой линии может составлять около 10^{12} *см*, а неоднородности поля имеют размеры около 10^{18} *см*, то космическая частица совершит много оборотов по спирали, прежде чем попадет в область поля с заметно отличающейся напряженностью. Элементарное рассмотрение показывает, что при приближении частицы к области увеличенной напряженности поля шаг спирали будет уменьшаться. Более точно:

$$\frac{\sin^2\vartheta}{H} \approx \text{const}, \qquad (12)$$

где ϑ — угол между направлением силовой линии и направлением скорости частицы, а H — локальная напряженность поля. Поэтому следует ожидать, что по мере приближения частицы к области увеличенной напряженности поля угол ϑ будет возрастать до тех пор, пока $\sin\vartheta$ не достигнет максимального значения (единицы). В этой точке частица отражается в

противоположном направлении и движется обратно по спирали вокруг этой же самой силовой линии, пока не встретит следующую область высокой напряженности поля. Назовем этот процесс «отражением типа А». Если бы магнитные поля были статистическими, то такое отражение не привело бы к изменению кинетической энергии частицы. Однако если магнитное поле не вполне постоянно, то положение изменяется. Может оказаться, что область высокой напряженности поля движется навстречу сталкивающейся с ней частице космического излучения. Тогда в результате соударения энергия частицы возрастет. Может произойти и обратное, когда область высокой напряженности поля удаляется от частицы. Так как скорость частицы много больше, то частица догонит неоднородный

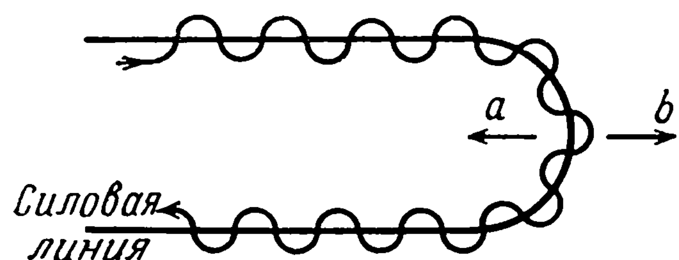


Рис. 1. Отражение космической частицы типа Б

участок поля и отразится от него в обратном направлении, причем в этом случае энергия частицы уменьшится. Результирующим эффектом будет в среднем увеличение энергии главным образом потому, что «встречные» столкновения происходят чаще столкновений «вдогонку» (так как в первом случае относительная скорость больше).

Нечто подобное будет происходить и в том случае, когда частица космического излучения движется по спирали вокруг искривленной силовой линии, как схематически показано на рис. 1 («отражение типа Б»). Если магнитные поля статичны, то и здесь энергия частицы не изменится. С другой стороны, силовые линии принимают участие в движениях потоков вещества, и может случиться так, что силовые линии в месте изгиба будут двигаться в направлении стрелки *a* или в направлении стрелки *б*. В первом случае будет происходить увеличение энергии (встречное столкновение), а во втором случае — потеря энергии (столкновение вдогонку). Однако прирост и потери энергии не будут полностью усредняться, так как и в этом случае встречные соударения несколько более вероятны благодаря большей относительной скорости.

Количество энергии, приобретенное или потерянное при соударении, может быть оценено с помощью простых соображений, основанных на специальной теории относительности, причем не потребуется знать детальный механизм соударения. В системе отсчета, перемещающейся вместе с возмущением поля (на котором происходит соударение), изменения энергии частицы не происходит. Поэтому для того, чтобы найти изменение энергии в покоящейся системе отсчета, прежде всего необходимо перейти от первоначальных энергии и импульса в покоящейся системе отсчета к значениям в движущейся вместе с неоднородностью системе отсчета. В этой системе происходит упругое соударение, при котором изменяется

направление импульса, а энергия остается без изменений. Переходя обратно к покоящейся системе отсчета, получаем конечные значения энергии и импульса. Эта процедура, проделанная для встречных столкновений, приводит к следующему результату:

$$\frac{w'}{w} = \frac{1 + 2B\beta \cos \vartheta + B^2}{1 - B^2}. \tag{13}$$

Здесь βc — скорость частицы, ϑ — угол склонения спирали, Bc — скорость перемещения неоднородности. Предполагается, что при столкновении происходит полное обращение движения по спирали благодаря любому из описанных выше двух механизмов. Усредним теперь результаты для встречных и угонных столкновений, учитывая, что вероятности этих типов событий пропорциональны относительным скоростям и равны поэтому $(\beta \cos \vartheta + B)/2\beta \cos \vartheta$ для встречных столкновений и $(\beta \cos \vartheta - B)/2\beta \times \cos \vartheta$ — для столкновений вдогонку. Отсюда для среднего значения $\ln (w'/w)$ с точностью до членов порядка B^2 получаем

$$\langle \ln (w'/w) \rangle_{\text{ср}} = 4B^2 - 2B^2\beta^2 \cos^2 \vartheta. \tag{14}$$

Этот результат подтверждает принятое в разделе III значение для порядка величины среднего выигрыша в энергии.

Оценку этого значения с точностью лучшей, чем по порядку величины, производить вряд ли целесообразно ввиду крайней сложности магнитного поля и его движений.

Можно ожидать, что по истечении сравнительно короткого промежутка времени угол ϑ станет довольно малым, так что отражения типа А будут происходить редко. Это связано с тем, что при больших ϑ энергия может возрасти довольно сильно, а ϑ — уменьшится, если частица будет поймана между двумя областями высокой напряженности поля, движущимися навстречу друг другу вдоль силовой линии. Можно показать, что столкновения типа Б меняют средний шаг спирали постепенно и довольно медленно. Итак, процесс типа А, исключая начало ускорения, даст, по-видимому, не такой большой вклад, какой можно было бы ожидать на первый взгляд.

VII. Оценка порога инжекции

Ускорение частицы космического излучения возможно только в том случае, когда прирост энергии больше ионизационных потерь. Поскольку такие потери чрезвычайно велики для протонов малых скоростей, то ускоряться будут только те протоны, энергия которых лежит выше определенного предела. В разделе III указывалось, что величина этого «порога инжекции» составляет 200 *Мэв*. Теперь мы обоснуем принятое значение. При оценке порога инжекции будем предполагать, что во время ускорения частица попадает как в сравнительно плотные облака вещества, так

и в области гораздо меньшей плотности вне облаков, причем время нахождения частицы в той или иной области пропорционально объему области. Следовательно, ионизационные потери будут обусловлены веществом, средняя плотность которого равна средней плотности межзвездной материи. Как было принято, межзвездное вещество состоит в основном из водорода и имеет среднюю плотность 10^{-24} *г/см*^{3}. В табл. 1 указываются энергетические потери на 1 *г/см*^{2} пройденного вещества в зависимости от энергии протона. В третьей графе таблицы указываются соответствующие величины прироста энергии. Видно, что для частиц с энергией меньше примерно 200 *Мэв* потери выше прироста, как это и указывалось ранее.

Таблица I

Энергетические потери при прохождении 1 *г/см*^{2} вещества

Энергия, *эв*	Потери, *эв/г·см*$^{-2}$	Прирост, *эв/г·см*$^{-2}$
10^7	$94 \cdot 10^6$	$7{,}8 \cdot 10^6$
10^8	$15 \cdot 10^6$	$8{,}6 \cdot 10^6$
10^9	$4{,}6 \cdot 10^6$	$16{,}1 \cdot 10^6$
10^{10}	$4{,}6 \cdot 10^6$	$91 \cdot 10^6$

Аналогичные оценки показывают, что значение порога инжекции для ускорения α-частиц составляет около 1 *Бэв*, для ускорения ядер кислорода — около 20 *Бэв*, а для ядер железа — около 300 *Бэв*. Как уже отмечалось, маловероятно, что обнаруженные в космическом излучении тяжелые ядра ускоряются с помощью описанного здесь процесса, если только эти ядра не образуются в таком участке Галактики, где межзвездное вещество крайне разрежено.

Мне хотелось бы отметить ту помощь, которую оказали мне дискуссии с Э. Теллером о сравнительных достоинствах противоположных точек зрения, которых мы придерживаемся. Очень много фактов о космическом излучении я узнал при обсуждениях вопроса с Х. Альвеном во время его недавнего визита в Чикаго. Высказанные им взгляды оказали заметное влияние на мои суждения о рассматриваемой проблеме.

К статье 124

После окончания второй мировой войны Ферми перешел в Чикагский университет, во вновь созданный Институт ядерных исследований (который теперь носит его имя). В то время университеты возобновили академическую исследовательскую работу и выпуск студентов; толпы студентов, учеба которых была задержана войной, снова переполнили университетские городки. Особенно много аспирантов, специализировавшихся по физике, было принято в Чикагский университет. Сколько из них было привлечено в Чикаго именем Ферми, мы, наверное, никогда не узнаем. О себе, одном из таких студентов, могу сказать, что в ноябре 1945 г. я решил приехать в США из Китая для учебы под руководством Ферми или Вигнера. Но я знал, что военная работа заставила их покинуть свои университеты. Мне помнится, что как-то вскоре после приезда в Нью-Йорк я с трудом добрался до района Колумбийского университета и поднялся на восьмой этаж Пьюпиновской лаборатории узнать, не будет ли профессор Ферми читать лекции. Секретари лишь пожимали плечами. Затем я отправился в Принстон и, к своему отчаянию, узнал, что в наступающем году Вигнер, по-видимому, не будет заниматься со студентами. Но в Принстоне У. Чэн сказал мне, что ходят слухи об организации нового института в Чикаго, куда хочет перейти и Ферми. Я поехал в Чикаго и подал заявление о приеме в университет, но продолжал тревожиться до тех пор, пока не увидел Ферми собственными глазами, когда он начал читать лекции в январе 1946 г.

Известно, что лекции Ферми были удивительно прозрачны и понятны. Характерно, что Ферми начинал обсуждать любую тему с самого начала, рассматривал простые примеры и всячески избегал «формализмов» (он часто шутил, что сложный формализм нужен только «жрецам науки»). Крайняя простота его рассуждений порождала впечатление полнейшей легкости задачи. Но это впечатление было обманчиво: простота была следствием тщательной подготовки и многократного взвешивания различных способов изложения. Весной 1949 г., когда Ферми читал курс ядерной физики (который был позднее записан Орииром, Розенфельдом и Шлутером и издан в виде книги), ему понадобилось уехать из Чикаго на несколько дней. Он попросил меня прочитать одну лекцию и оставил мне свой блокнот, в котором были сделаны очень подробные заготовки к каждой лекции. Перед отъездом Ферми прорепетировал со мной всю лекцию, подробно объяснив причины, по которым каждая строчка объяснений выглядела именно так, а не иначе.

У Ферми был обычай один или два раза в неделю экспромтом читать неофициальные лекции небольшой группе студентов-дипломников. Эта группа собиралась в кабинете Ферми и кто-нибудь из студентов или сам Ферми предлагал тему для обсуждения. Порывшись в тщательно классифицированных блокнотах, Ферми находил свои заметки по затронутому вопросу и начинал лекцию. У меня все еще хранятся записи, сделанные мною во время вечерних лекций за период с октября 1946 г. по июль 1947 г. На этих лекциях рассматривались такие вопросы (в хронологическом порядке): теория внутреннего строения и эволюции звезд, структура белых карликов, идея Гамова и Шёнберга о сверхновых звездах (нейтринное охлаждение вследствие захвата электронов ядрами), римановская геометрия, общая теория относительности и космология, модель Томаса—Ферми, состояние вещества при очень высоких температурах и плот-

ностях, томасовский множитель 2, рассеяние нейтронов на пара- и ортоводороде, синхротронное излучение, эффект Зеемана, шумы в проводниках вследствие теплового движения электронов, бозе-эйнштейновская конденсация, многократно периодические системы и условия квантования Бора, теория элементарных частиц Борна—Инфельда, краткое описание основ статистической механики, замедление мезонов в веществе, замедление нейтронов в веществе. Обсуждение проходило на элементарном уровне. Ударение всегда делалось на наиболее существенные и практически важные детали вопроса; подход почти всегда был интуитивным и геометрическим, а не аналитическим.

То, что Ферми годами хранил подробные заметки по самым разнообразным физическим вопросам — от чисто теоретических до чисто экспериментальных, от крайне простых (как выбор наилучших координат для решения проблемы трех тел) до очень глубоких (как общая теория относительности),— послужило всем нам важным уроком. Мы поняли, что *это* и есть физика. Мы поняли, что физика не должна быть удельным владением специалиста, физика должна строиться от нуля, кирпичик за кирпичиком, слой за слоем. Мы поняли, что абстракции появляются *после* того, как детальные исследования заложат фундамент, а не до этого. Ну и, кроме того, мы поняли из этих лекций, что Ферми не только не питает отвращения к простым численным расчетам с помощью настольной машинки, а наслаждается ими.

Ферми встречался с дипломниками не только на официальных и неофициальных лекциях, но и посвящал им почти весь обеденный перерыв (по крайней мере, так обстояли дела до 1950 г.). В этих «обеденных» разговорах затрагивались, конечно, самые различные темы. Ферми казался нам несколько консервативным человеком с очень независимым складом ума, не выносившим претенциозности в любом виде. Иногда он давал нам общие советы по проведению наших исследований. Помню, как Ферми подчеркивал, что молодому исследователю стоит тратить почти все свое время на простые практические задачи, а не на глубокие фундаментальные проблемы.

Статья 124 была написана Ферми и мною летом 1949 года. Как недвусмысленно указано в статье, мы не питали никаких иллюзий на счет соответствия наших предположений действительности. Я вообще был склонен похоронить работу в черновиках и не публиковать ее. Ферми, однако, сказал, что решают проблемы — студенты, а научные работники ставят вопросы, и что он считает вопрос, поставленный нами, заслуживающим публикации. Можно добавить, что и сегодня (1963 г.) этот вопрос остается нерешенным.

Сегре отмечал, что Ферми помог поставить важный вопрос о спин-орбитальном взаимодействии в оболочечной модели ядра (см. M. G. M a y e r. Phys. Rev., 1949, 75, 1969, благодарность в конце статьи). Еще одной проблемой, впервые поставленной Ферми, была концепция сохранения числа нуклонов (см. C. N. Y a n g, J. T i o m n o. Phys. Rev., 1950, 79, 495, ссылка 12). Можно также упомянуть, что Ферми всегда очень интересовался вопросом сохранения четности (см. «Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics and the Physics of Elementary Particles», edited by J. O r e a r, A. H. R o s e n f e l d and R. A. S c h l u t e r. The Institute for Nuclear Studies, The University of Chicago, 1951, p. 2 and p. 109).

Осенью 1954 г. Ферми опасно заболел. Гелл-Манн, который тогда работал в Колумбийском университете, и я поехали в Чикаго навестить Ферми, лежавшего в

госпитале Биллингс. Когда мы вошли в палату, он читал сборник рассказов о людях, которые силой воли превозмогали фантастически трудные препятствия и невезение. Ферми исхудал и был слегка грустен. Очень спокойно он рассказал о своем состоянии: по словам врачей, через несколько дней он сможет выписаться из больницы, но ему останется жить не более нескольких месяцев. Ферми показал нам тетрадь, лежавшую у его кровати, и сказал, что в ней содержатся его заметки по ядерной физике. Выйдя из больницы, он собирался за оставшиеся два месяца подготовить их для публикации. Гелл-Манн и я были настолько потрясены его спокойной решимостью и преданностью физике, что какое-то время не решались посмотреть ему в глаза. Менее чем через три недели после нашего визита Ферми умер.

Говорят, что время жизни человека следует измерять не числом прожитых им лет, а теми областями деятельности, где он успешно трудился. Одной из многих областей деятельности Ферми было преподавание в Чикаго; здесь он прямо и косвенно оказал влияние на такое число физиков моего поколения, что одно их перечисление говорит о многом. В 1946—1949 гг. в Чикаго получили дипломы следующие физики (я покинул Чикаго в 1949 г. и не знаю последующих учеников Ферми): Г. Агню, Г. Арго, О. Чемберлен, Дж. Чу, Дж. Фаруэлл, Р. Гарвин, М. Гольдбергер, Д. Лазарус, Ц. Ли, А. Морриш, Дж. Рейтц, М. Розенблат, У. Зелов, Дж. Штейнбергер, Р. Штернхаймер, С. Уорсо, А. Ваттенберг, Л. Вольфенштейн, Г. Уилкокс, Ч. Янг.

Ч. Янг

Статья 124 — первая работа о составных моделях элементарных частиц. Когда она появилась, ряд физиков-теоретиков, даже очень почтенных, были, мягко говоря, удивлены тем, что великий Ферми решился опубликовать такую «неудовлетворительную и бессодержательную» статью. А эта работа все-таки была основополагающей. Вслед за этой статьей в ее духе появились многочисленные модельные схемы, самая известная из которых, так называемая схема элементарных частиц Сакаты — Маркова — Окуня, сыграла существенную роль в развитии современной физики. Я уже не говорю о самой современной форме составной модели элементарных частиц — модели «кварков» (гипотетических частиц с дробным электрическим зарядом), согласно которой мезоны состоят из пары кварк — антикварк, а барионы — из трех кварков. До сих пор не известно, существуют ли в природе свободные кварки или модель кварков — просто удобный язык для выражения существования в природе некоторой высшей симметрии. Во всяком случае, трудности теории, указанные в первой работе Ферми — Янга, остаются до сих пор и в современных составных моделях.

Б. Понтекорво

124

ЯВЛЯЮТСЯ ЛИ МЕЗОНЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ? *

(Совместно с Ч. Янгом)

Обсуждается гипотеза о том, что π-мезоны могут быть сложными частицами, состоящими из нуклона и антинуклона. Из очень грубого обсуждения этой модели следует, что свойства такого мезона будут во многом похожи на свойства мезона теории Юкавы.

I. Введение

В последние годы открыто несколько новых частиц, которые обычно считаются «элементарными», т. е., по существу, лишенными внутренней структуры. По мере возрастания числа таких частиц становится все менее вероятным, что все они являются действительно элементарными.

Ни в коем случае нельзя утверждать, что нуклоны, мезоны, электроны, нейтрино являются все без исключения элементарными частицами. Не исключено, что по крайней мере часть затруднений существующих теорий может быть обусловлена игнорированием того обстоятельства, что некоторые из частиц могут иметь сложную структуру. К сожалению, неизвестно, каким образом можно установить, соответствует ли это действительности. Еще труднее определить, какие частицы являются простыми, а какие — сложными. Дальнейшее изложение будет посвящено попытке довольно подробного рассмотрения специфического примера скорее в качестве иллюстрации возможной программы исследований по теории частиц, чем в надежде на то, что наши предположения согласуются с действительностью.

Мы предлагаем обсудить следующую гипотезу: π-мезон является не элементарной, а сложной частицей, представляющей собой ассоциацию нуклона и антинуклона. Итак, прежде всего предполагается существование как антипротона, так и антинейтрона, которые так же взаимоотносятся к протону и нейтрону, как электрон к позитрону. Хотя это предположение выходит за пределы экспериментально установленных фактов, мы не считаем его очень революционным. Мы должны предположить далее, что между нуклоном и антинуклоном существуют заметные силы притяжения, способные связать обе частицы. Предполагается, что π-мезон есть пара нуклон — антинуклон, связанная этими силами. Так как масса π-мезона гораздо меньше удвоенной массы нуклона, то энергию связи необходимо

---

* *Are Mesons Elementary Particles?* (With C. Yang.) Phys. Rev., 1949, 76, 1739—1743.

предположить настолько большой, чтобы эквивалентная ей масса была равна разности между удвоенной массой нуклона и массой мезона.

Согласно этой точке зрения, положительный мезон представляет ассоциацию протона и антинейтрона, а отрицательный мезон — антипротона и нейтрона. Моделью нейтрального мезона может являться как пара нейтрон — антинейтрон, так и пара протон — антипротон.

Было бы трудно предложить не очень сложную схему сил между нуклоном и антинуклоном, в которой не появилось бы столь же сильное взаимодействие между обычными нуклонами. Однако эти новые силы между обычными нуклонами должны заметно отличаться от обычных ядерных сил гораздо большей энергией и гораздо меньшим радиусом действия. Отсутствие экспериментальных указаний на существование таких сил для обычных нуклонов можно было бы объяснить, предположив, что между нуклоном и антинуклоном действуют силы притяжения, а между обычными нуклонами — силы отталкивания. Если это так, то взаимодействие такого типа не могло бы привести к связанной системе из двух обычных нуклонов. Вследствие малого радиуса действия эти силы проявлялись бы очень слабо даже в явлениях рассеяния.

Позже мы обсудим обычные ядерные силы с точки зрения высказанной гипотезы.

К сожалению, нам не удалось построить удовлетворительную релятивистски инвариантную теорию нуклонов, между которыми существуют такие силы притяжения. Поэтому все выводы, которые будут сделаны в дальнейшем, являются сугубо предположительными. Было бы нежелательно связывать притяжение с некоторым специфическим силовым полем, так как кванты такого нового поля сами бы являлись новыми элементарными частицами, а именно этого мы пытаемся избежать. Поэтому с релятивистской инвариантностью совместимы, по-видимому, только силы, обладающие нулевым радиусом действия. В разделе II будет обсуждена попытка представить взаимодействие с помощью члена четвертой степени по амплитудам нуклонных полей. Мы не знаем, может ли такая попытка быть осуществлена математически непротиворечивым образом, и нам не удалось найти иного способа решения, кроме самого грубого приближения. Основная трудность заключается в том, что не существует стационарных состояний для одной только пары нуклонов, а имеются лишь смешанные состояния для одной, двух и многих пар нуклонов. В нашем упрощенном подходе мы пренебрегли этим важным фактом и рассматривали проблему только для нуклона и антинуклона. В надежде на то, что отмеченные математические трудности преодолимы, мы рассмотрели свойства симметрии квантовых состояний системы нуклон — антинуклон, в частности состояний с полным моментом, равным нулю (${}^1S_0$ и ${}^3P_0$). Состояние ${}^1S_0$ соответствует псевдоскалярному мезону, а состояние ${}^3P_0$ — скалярному мезону. Если основное состояние системы из двух нуклонов имеет результирующий момент, равный 1, то можно аналогичным образом построить модель[1] векторного мезона.

Отличительной особенностью волновых функций мезона является очень быстрое их убывание с увеличением расстояния между нуклонами, так что размеры мезона, видимо, близки к комптоновской длине волны нуклона, т. е. приблизительно в 10 раз меньше классического радиуса электрона. Это обстоятельство может крайне затруднить экспериментальное обнаружение сложной природы мезона.

В предложенной Юкавой теории ядерных сил постулируется, что в окрестности нуклона постоянно рождаются и поглощаются виртуальные мезоны. Когда два нуклона находятся близко друг к другу, то один из нуклонов может поглотить виртуальный мезон, порожденный другим нуклоном. Этот процесс и является причиной существования ядерных сил. Согласно развиваемой точке зрения, основные черты этой теории могут сохраниться и при отказе от рассмотрения мезона как элементарной частицы.

Оказывается, что в окрестности изолированного нуклона существует тенденция к образованию нуклонов и антинуклонов, причем они будут преимущественно образовываться в связанном состоянии (т. е. как π-мезоны), поскольку такие связанные состояния энергетически расположены гораздо ниже. Начиная с этого момента, для описания механизма ядерных сил можно применять теорию Юкавы в почти неизменном виде (см. раздел III).

Если намеченная здесь программа может быть выполнена математически корректным методом, то можно надеяться на то, что в конечном счете будет установлено соотношение между интенсивностью обычных ядерных сил и массой мезона. Действительно, разность между массой двух нуклонов и массой мезона есть энергия связи системы нуклон — антинуклон. Поэтому в последовательной теории амплитуда взаимодействия между нуклоном и антинуклоном должна быть подобрана так, чтобы дать правильное значение этой энергии связи. С другой стороны, то же самое взаимодействие ответственно за рождение виртуальных мезонов вблизи нуклона и, значит, определяет интенсивность обычных ядерных сил. Оценка ядерных сил, вычисленная в возможно более тесном соответствии с указанной программой, приведена в разделе III. Если учесть крайнюю примитивность использованных математических методов, то полученное согласие не хуже того, которое можно было ожидать.

II. Мезоны как связанные состояния нуклонов и антинуклонов

Перейдем теперь к обсуждению математического формализма, необходимого для выполнения изложенной программы.

Для этого необходимо ввести силы притяжения между нуклоном и антинуклоном, способные объединить две частицы в то, что по нашему предположению является мезоном.

Если не требовать релятивистской инвариантности, то для этого достаточно просто постулировать существование потенциала взаимодействия соответствующей глубины и радиуса действия. Для дальнейшего изложения полезно сформулировать это на языке теории поля следующим образом. Пусть два типа частиц, например протоны и антинейтроны, описываются в нерелятивистском случае и при игнорировании спина полями P и A. (Здесь удобнее использовать эти обозначения, а не более привычные ψ_P и ψ_A.) Для включения потенциала притяжения можно принять, что гамильтониан имеет следующий вид:

$$\frac{\hbar^2}{2M}\int \nabla P^*\nabla P\, d^3\mathbf{r} + \frac{\hbar^2}{2M}\int \nabla A^*\nabla A\, d^3\mathbf{r} - \int\int P^{*\prime}P'A^{*\prime\prime}A''V(|\mathbf{r}' - \mathbf{r}''|)\, d^3\mathbf{r}'\, d^3\mathbf{r}''. \tag{1}$$

Первые два члена описывают кинетическую энергию протонов и антинейтронов, а третий член отвечает взаимодействию. В этом нерелятивистском случае состояния из одного протона и одного антинейтрона не смешиваются ни с какими другими состояниями. Следовательно, в этом случае можно ограничиться рассмотрением только таких состояний. Известно, что тогда гамильтониан (1) полностью эквивалентен гамильтониану задачи двух тел при потенциале взаимодействия $V(|\mathbf{r}' - \mathbf{r}''|)$.

К сожалению, для релятивистских частиц в теории «дырок» не существует такой простой ситуации. Происходит это по двум причинам. Во-первых, двухчастичные состояния смешиваются с состояниями, в которых происходит образование дополнительных пар частиц. Во-вторых, в релятивистском случае, если не вводить существенно новое силовое поле, можно воспользоваться только силами с нулевым радиусом действия. Для сил с нулевым радиусом действия не существует связанных двухчастичных состояний.

Так как нейтроны и антинейтроны являются симметричными частицами, то несущественно, назвать ли антинейтроны «дырками» в отрицательном «море» нейтронов или наоборот. Вторая возможность более предпочтительна, поскольку нас интересует главным образом взаимодействие между протонами и антинейтронами.

Наиболее простыми релятивистски инвариантными типами взаимодействия между указанными полями являются обычные [1] пять типов [2]:

---

[1] Они очень похожи на взаимодействия, используемые в теории β-распада [см., например, H. A. Bethe. R. F. Bacher. Rev. Mod. Phys., 1936, 8, 82 (русск. перевод: Г. Бете, Р. Бечер. Физика ядра, ч. I, Харьков, 1938).—*Ред.*]. Мы пользуемся обозначениями Бете для α-, β- и γ-матриц.

[2] В теории «дырок» необходимо вычитать из выражений (2) некоторые члены, чтобы получить для этих взаимодействий среднее по вакууму значение равным нулю. Так, правильный вид скалярного взаимодействия должен быть:

$$\int [N^*\beta N - \langle N^*\beta N\rangle_{\text{вак}}]\,[P^*\beta P - \langle P^*\beta P\rangle_{\text{вак}}]\, d^3\mathbf{r},$$

где $\langle\ \rangle_{\text{вак}}$ означает среднее по вакууму значение.

$$\left.\begin{array}{ll} \int A^*\beta A P^*\beta P\, d^3\mathbf{r} & \text{(скаляр)}, \\ \int \{A^*AP^*P - A^*\alpha A P^*\alpha P\}\, d^3\mathbf{r} & \text{(вектор)}, \\ \int \{A^*\beta\sigma A\cdot P^*\beta\sigma P + A^*\beta\alpha A\cdot P^*\beta\alpha P\}\, d^3\mathbf{r} & \text{(тензор)}, \\ \int \{A^*\sigma A\cdot P^*\sigma P - A^*\gamma_5 A\cdot P^*\gamma_5 P\}\, d^3\mathbf{r} & \text{(псевдовектор)}, \\ \int A^*\beta\gamma_5 A P^*\beta\gamma_5 P\, d^3\mathbf{r} & \text{(псевдоскаляр)}. \end{array}\right\} \quad (2)$$

Векторное взаимодействие в наборе (2), подобно кулоновским силам, имеет противоположные знаки для протон-нейтронных и протон-антинейтронных взаимодействий. Оказывается, что тензорное взаимодействие также обладает этим свойством, тогда как скалярное, псевдоскалярное и псевдовекторное взаимодействия имеют одинаковый знак и для пары протон—нейтрон, и для пары протон—антинейтрон.

Как указывалось во введении, силы взаимодействия должны быть силами притяжения для пары протон — антинейтрон и силами отталкивания для пары протон — нейтрон. Поэтому возможно выбирать только между векторным и тензорным взаимодействиями из набора (2). Для определенности последующего изложения выберем векторное взаимодействие и запишем:

$$H^{\text{вз}} = G\int \{A^*AP^*P - A^*\alpha A P^*P\}\, d^3\mathbf{r}. \quad (3)$$

Этот гамильтониан описывает взаимодействие между протоном и антинейтроном, имеющее вид δ-функции. Действительно, формула (3) может быть записана следующим образом:

$$H^{\text{вз}} = G\int\int A^{*\prime}P^{*\prime\prime}\times[\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}'')(1 - \alpha_A\alpha_P)]\, A'P''\, d^3\mathbf{r}'\, d^3\mathbf{r}''. \quad (4)$$

Найти точное решение задачи взаимодействия протона и антипротона, приводящее к «мезонному» связанному состоянию, оказалось невозможным. Мы были вынуждены ограничиться очень грубым описанием с помощью одних только двухчастичных состояний, т. е. пренебречь усложнениями, вносимыми множественным образованием пар.

Мы полагаем, что это приближенное описание может быть достаточно хорошим, когда частицы находятся относительно далеко друг от друга, и может оказаться недостаточным, когда частицы находятся рядом. К этому заключению нас привел следующий качественный аргумент. Невозмущенная энергия протон-антинейтронного состояния больше действительной энергии почти на $2Mc^2$. Для состояния с дополнительной парой (двухпарного состояния) эта разность энергий [3] составляет $4Mc^2$, а для N-пар-

[3] См., однако, раздел III, особенно примечание 6.

ного состояния — $2NMc^2$. Можно ожидать, что N-парное состояние будет существовать в течение интервала времени, равного приблизительно $\hbar/2NMc^2$. За это время частицы могут удалиться на расстояние около $\hbar/2NMc$. Итак, можно ожидать, что нуклоны будут находиться на указанном расстоянии от центра. При возрастании N размеры такой конфигурации будут становиться все меньше и меньше. В качестве подтверждения этой качественной аргументации мы нашли, что действительно для двухнуклонного состояния волновая функция зависит от расстояния приблизительно как $\exp(-Mcr/\hbar)$.

Поэтому мы попытались рассматривать эффект множественности пар как возмущение, оказываемое на ближние части волновой функции одиночной пары, т. е. как если бы взаимодействие вида δ-функции было «размазано» по области с размерами около $\hbar/Mc$. Эта процедура релятивистски неинвариантна и должна уступить место корректной теории с учетом множественности пар. Но сейчас, когда этого еще нет, мы предлагаем воспользоваться двухчастичной теорией, приняв вместо контактного взаимодействия взаимодействие с радиусом $\hbar/Mc$. Для соответственного изменения взаимодействия требуется ввести вместо $G\delta(\mathbf{r}'-\mathbf{r}'')$ потенциал притяжения с конечным радиусом действия $-V(|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|)$. Тогда гамильтониан взаимодействия принимает вид

$$H^{\text{вз}} = -\iint A^{*\prime}P^{*\prime\prime}V(r)(1-\alpha_A\alpha_P)A'P''\,d^3\mathbf{r}'\,d^3\mathbf{r}''. \tag{5}$$

Примем для простоты, что функция V имеет вид прямоугольной ступени

$$\left.\begin{aligned} V(r)&=0 && \text{при } r>\hbar/Mc,\\ V(r)&=V_0=\text{const} && \text{при } r<\hbar/Mc, \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

где

$$r=|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|, \qquad \mathbf{r}=\mathbf{r}''-\mathbf{r}'.$$

Перейдем теперь к двухчастичному приближению, в котором шредингеровская функция будет зависеть от спиновых и пространственных координат протона и антинейтрона. Наличие двух спиновых индексов, каждый из которых пробегает значения от 1 до 4, приводит к 16-компонентной волновой функции. Для состояний с нулевым полным моментом каждая из 16 компонент будет зависеть только от относительных координат $\mathbf{r}$.

Уравнение Шредингера имеет вид

$$\{-c\hbar i(\alpha_P-\alpha_A)\cdot\Delta + Mc^2\beta_A + Mc^2\beta_P - V(r)(1-\alpha_A\alpha_P)\}\,\psi = E\psi.$$

Все 16 компонент ψ удобно расположить в виде матрицы 4×4, причем спиновый индекс протона меняется по вертикали, а индекс антинейтрона — по горизонтали.

Для состояния $^1S_0$ из условия инвариантности относительно вращения получаем следующую зависимость 16 компонент ψ от угловых переменных:

$$\psi\,(^1S_0) = \begin{vmatrix} 0 & -if_1 & \frac{f_2}{r}(-x+iy) & \frac{f_2}{r}z \\ if_1 & 0 & \frac{f_2}{r}z & \frac{f_2}{r}(x+iy) \\ \frac{f_3}{r}(-x+iy) & \frac{f_3}{r}z & 0 & -if_4 \\ \frac{f_3}{r}z & \frac{f_3}{r}(x+iy) & if_4 & 0 \end{vmatrix}, \qquad (7)$$

где f_1, f_2, f_3, f_4 являются функциями только расстояния r. Волновая функция другого состояния с полным моментом, равным нулю, состояния $^3P_0$, по внешнему виду напоминает матрицу (7), в которой, однако, первая и вторая строки поменялись местами с третьей и четвертой строками. Состояние $^1S_0$ приводит к частице, ведущей себя как псевдоскалярный мезон, тогда как состояние $^3P_0$ приводит к скалярному мезону. Этот факт удивил нас, так как мы ожидали обратного соотношения. Полученный результат объясняется тем, что большие и малые компоненты волновой функции дираковской частицы при пространственном отражении преобразуются различным образом. Этот неожиданный результат не был бы получен, если бы нейтрон рассматривался как частица (в смысле теории «дырок»), а антинейтрон — как античастица [4].

Воспользовавшись формулой (6), получим уравнения для f_1, f_2, f_3, f_4:

$$\left.\begin{aligned} 2\left[r\frac{d}{dr}\left(\frac{f_2}{r}\right) + 3\frac{f_2}{r}\right] &= \frac{-2Mc^2+E+V}{c\hbar}f_1 + \frac{3V}{c\hbar}f_4 = \\ &= \frac{2Mc^2+E+V}{c\hbar}f_4 + \frac{3V}{c\hbar}f_1, \\ \frac{d}{dr}(f_1+f_4) &= -\frac{E}{c\hbar}f_2, \\ f_2 &= f_3. \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Наименьшее собственное значение энергии должно быть равно $E = \mu c^2$, т. е. энергии покоя мезона. Это условие определяет [5] глубину потен-

---

[4] С современной точки зрения это утверждение необходимо уточнить: состояние $^1S_0$ системы нуклон — антинуклон во всяком случае соответствует в схеме Ферми — Янга псевдоскалярному пиону, так как внутренняя четность любой пары нуклонов положительна и любой пары нуклон — антинуклон отрицательна.— *Прим. ред.*

[5] Существуют нежелательные решения системы (8), для которых энергия E стремится к нулю при $V_0 \to 0$. Эти решения отбрасываются, так как они при $V_0 \to 0$ не дают адиабатического приближения к состоянию из двух свободных частиц. Кроме того, эти решения вообще не появились бы, если бы массы нейтрона и протона были приняты различными.

циальной ямы V_0 в формуле (6). Считая, что отношение масс протона и мезона равно 6,45, получаем

$$V_0 = 26{,}4Mc^2 = 24{,}6\ Гэв. \tag{9}$$

Соответствующее нормированное решение в большом объеме Ω имеет вид

$$\left.\begin{aligned} f_1 &= -\frac{0{,}236}{(r_0^3\Omega)^{1/2}}\frac{1}{u}e^{-u} \\ f_2 &= f_3 = -\frac{0{,}218}{(r_0^3\Omega)^{1/2}}e^{-u}\left[\frac{1}{u}+\frac{1}{u^2}\right] \\ f_4 &= \frac{0{,}202}{(r_0^3\Omega)^{1/2}}\frac{1}{u}e^{-u} \end{aligned}\right\} \quad r > r_0 = \frac{\hbar}{Mc}, \tag{10}$$

$$\left.\begin{aligned} f_1 &= -\frac{0{,}0136}{(r_0^3\Omega)^{1/2}}\frac{\sin v}{v} \\ f_2 &= f_3 = \frac{0{,}370}{(r_0^3\Omega)^{1/2}}\left[\frac{\cos v}{v}-\frac{\sin v}{v^2}\right] \\ f_4 &= -\frac{0{,}0147}{(r_0^3\Omega)^{1/2}}\frac{\sin v}{v} \end{aligned}\right\} \quad r < r_0 = \frac{\hbar}{Mc}, \tag{11}$$

где

$$u = \frac{rc}{\hbar (M^2-\mu^2/4)^{1/2}}, \qquad v = 2{,}03\,(r/r_0).$$

Заметим, что на больших расстояниях волновая функция убывает как

$$\exp\left[-\frac{rc}{\hbar (M^2-\mu^2/4)^{1/2}}\right].$$

Таким образом, геометрический размер мезона составляет около $\hbar/Mc$, что равно комптоновской длине волны нуклона.

Следует подчеркнуть непоследовательность развитого подхода. В частности, мы приводили доводы, указывающие на то, что двухчастичное описание перестает быть справедливым на расстояниях около $\hbar/Mc$, т. е. именно на тех расстояниях, которые оказываются равными размеру мезона. Поэтому можно заключить, что волновая функция становится надежной только в той области, где она приближается к нулю. Мы встали на этот путь только потому, что не смогли сделать ничего лучшего.

III. Связь с теорией Юкавы

Несмотря на различия между моделью мезона по Юкаве (мезон — элементарная частица) и используемой нами моделью, основные черты теории Юкавы могут быть сохранены и в том случае, когда мезон трактуется как

связанная пара протон — антинейтрон. Для краткости эта пара будет обозначаться $(P + A)$.

Основной процесс теории Юкавы

$$P \to N + \pi^{+} \tag{12}$$

принимает теперь вид

$$P \to N + (P + A). \tag{13}$$

Этот новый процесс состоит, по существу, в добавлении к протону P пары нейтрон — антинейтрон N, A. Такое образование пар будет происходить под влиянием постулированного взаимодействия типа (5). Так как энергия связанной системы $(P + A)$ гораздо ниже энергии свободных частиц, то будет происходить процесс типа (13), а не образование трех свободных частиц [6]. Матричный элемент получается из выражения (5) при подстановке вместо P — волновой функции исчезающего протона, вместо A — волновой функции исчезающего антинейтрона (рождающегося нейтрона), а вместо $A'^{*}P''^{*}$ — эрмитово-сопряженной волновой функции типа (7) рождающихся в связанном состоянии протона и антинейтрона. Для того чтобы выразить волновую функцию исчезающего антинейтрона через волновую функцию рождающегося нейтрона, используется преобразование зарядового сопряжения

$$A = \gamma_2 \tilde{N}^{*},$$

где символ «$\sim$» означает транспонирование, а «*» — транспонирование и комплексное сопряжение.

Вычислим матричный элемент для превращения медленного протона в медленный нейтрон и покоящийся мезон. Несложные вычисления приводят к следующему результату:

$$\int\int V(r)\, N^{*\prime} Q(\mathbf{r})\, P''\, d^3\mathbf{r}'\, d^3\mathbf{r}'', \tag{14}$$

где Q есть матрица вида

$$Q = 2i\,(f_1 + f_4)\,\gamma_1\gamma_2\gamma_3 + i\,(f_1 - f_2)\,\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4. \tag{15}$$

Если длина волны протона велика по сравнению с $\hbar/Mc$, то выражение (14) может быть приближенно представлено в виде

$$\int N^{*} R P\, d^3\mathbf{r}, \tag{16}$$

где

$$R = \int V(r)\, Q(\mathbf{r})\, d^3\mathbf{r}. \tag{17}$$

---

[6] Вклад виртуального рождения пар свободных частиц обсуждался в разделе II, где было указано, что оно изменяет взаимодействие только на очень малых расстояниях (порядка $\hbar/Mc$). Рождение связанных пар приводит к силам между нуклонами, имеющими радиус $\hbar/\mu c$.

Используя формулы (10), (11), (15) и выполняя интегрирование, получаем

$$R = i\left(\frac{2\pi\hbar^3c^3}{\Omega\mu c^2}\right)^{1/2}(5{,}3\gamma_1\gamma_2\gamma_3 + 0{,}11\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4). \qquad (18)$$

Это выражение можно сравнить с обычным взаимодействием между псевдоскалярным мезоном и нуклонами по теории Юкавы[7]. В теорию входят две существенно независимые константы связи: так называемая константа псевдоскалярного взаимодействия, f, и так называемая константа псевдовекторного взаимодействия, g. Гамильтониан нуклон-мезонного взаимодействия имеет вид

$$i\int N^*\left\{f\gamma_1\gamma_2\gamma_3\varphi + \sum_\nu \frac{\hbar}{\mu c}\, g\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_\nu\, \frac{\partial\varphi}{\partial x_\nu}\right\} P\, d^3\mathbf{r}, \qquad (19)$$

где φ — псевдоскалярное мезонное поле.

Соответствующий матричный элемент для образования покоящегося мезона имеет вид

$$i\,\frac{\hbar c}{(2\Omega\mu c^2)^{1/2}}\int N^*(f\gamma_1\gamma_2\gamma_3 + g\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4)\, P\, d^3\mathbf{r}.$$

Сравнивая его с выражением (18), получаем, что

$$f = (4\pi\hbar c)^{1/2}\cdot 5{,}3, \qquad g = (4\pi\hbar c)^{1/2}\cdot 0{,}11. \qquad (20)$$

Как было показано Кейзом[8], члены f и g приводят вплоть до членов второго порядка к ядерным силам того же самого типа. Действительно, их совместное действие совпадает с тем, которое было бы получено, если положить $f = 0$, а вместо g взять

$$g' = g + f\left(\frac{\mu}{2M}\right).$$

Итак,

$$g' = (4\pi\hbar c)^{1/2}\cdot 0{,}52,$$

откуда для $g'^2/4\pi\hbar c$, т. е. для аналога постоянной тонкой структуры получается, видимо, довольно разумное значение 0,27.

Аналогия между данной точкой зрения и теорией Юкавы, конечно, не является полной. С одной стороны, аналогия нарушается вследствие конечных размеров мезона, что, естественно, приводит к обрезанию при малых расстояниях. С другой стороны, аналогия нарушается для явлений, которые связаны с большими энергиями, достаточными для того, чтобы мезон мог «развалиться» на составные части.

Получена 24 августа 1949 г.
Институт ядерных исследований, Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс

---

[7] См., например, G. Wentzel. Rev. Mod. Phys., 1947, 19, 1.
[8] K. C. Case. Phys. Rev., 1949, 76, 14.

1950

К статьям 125 и 126

В 1949—1950 гг. Ферми стал готовиться к развертыванию работ по физике высоких энергий; в Беркли эти работы были уже на «выходе», а вскоре они должны были пойти также и во многих других лабораториях. В частности, он хотел добиться того, чтобы он сам, его ученики и коллеги по Чикагскому университету были готовы к экспериментам с π-мезонами (сооружение нового циклотрона Института ядерных исследований, способного дать мезонные пучки, близилось к концу). Чикаго, расположенный в центре страны, был удобным пересадочным пунктом при поездках на атлантическое или тихоокеанское побережье. Многие физики были рады случаю обсудить с Ферми новый результат или новую идею. Чтобы эти обсуждения приносили пользу, Ферми нуждался в «языке», на котором можно было бы выражать информацию, поступающую к нему таким образом.

С этой целью он разработал упрощенные методы оценки существенных величин — сечений процессов, представляющих интерес. По его убеждению, незачем было убивать время на точные расчеты по мезонным теориям, которые все равно были неверны. Разработанные Ферми методы были великолепным подарком экспериментаторам, с трудом разбиравшимся в тех утонченных формах, в которых теоретики предпочитали выражать свои мысли. О своих методах Ферми говорил в лекциях по элементарным частицам, прочитанных в Чикаго; некоторые идеи были освещены в Донегановских лекциях (см. перевод: Э. Ферми. «Лекции по атомной физике», М., 1952.— *Ред.*), но в наиболее полном изложении его идеи появились в Силлимановских лекциях, позднее изданных Иельским университетом в виде книги «Элементарные частицы». (См. перевод: Э. Ферми. «Элементарные частицы». М., 1952.— *Ред.*)

Одним из примеров этой работы Ферми является статья 125. Он направил ее в номер японского «Журнала теоретической физики», посвященный 15-й годовщине выдвижения мезонной теории Юкавой. Идея статьи состояла в том, чтобы попытаться предугадать результат нуклон-нуклонных столкновений при очень высоких энергиях. Такие столкновения иногда наблюдались в космических лучах; после создания достаточно больших ускорителей их следовало ожидать и в лабораторных условиях. Ферми рассмотрел крайне упрощенную модель, которая сводила проблему к вычислению доступного фазового объема. Но из таких вычислений можно было получить оценки порядка величины, и это, конечно, было хорошим началом для понимания тех процессов, которые должны происходить при очень высоких энергиях. Здесь стоит вспомнить замечание Раби, сделанное им после выступления Ферми с этим докладом на заседании Американского физического общества в Чикаго: «Если Ферми действительно может рассчитать с помощью чисто статистических методов результат процессов при очень высоких энергиях, то изучение этой области не принесет нам ничего нового».

Опасения Раби были необоснованны. Теория Ферми была упрощена до предела — он сделал это намеренно — и не могла точно предсказать те подробности, которые были найдены позже. Но эта теория служила неким эталоном, сравнение с которым могло обнаружить в экспериментальных результатах следствия каких-либо нестатистических процессов. При чтении некоторых позднейших статей могло создаться впечатление, что поэтому теория Ферми якобы всегда неверна; такая точка зрения его совсем не радовала.

Ферми всегда четко оговаривал назначение своих выкладок и условия их применимости. Он иронически относился и к собственной авторитетности и к тем, кто придавал его результатам больший смысл, чем он сам.

Г. Андерсон

125

ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ *

Обсуждается статистический метод расчета множественного образования частиц при столкновениях протонов высокой энергии. Этот метод основан на предположении о том, что в результате достаточно сильного взаимодействия между нуклонами и мезонами вероятности образования различного числа частиц определяются главным образом статистическими весами, присущими различным возможностям.

1. Введение

С тех пор, как 15 лет назад Юкава сформулировал мезонную теорию, она играла доминирующую роль в развитии физики. Одним из выдающихся достижений теории было предсказание того факта, что в ядерных соударениях при высокой энергии должны рождаться мезоны. При сравнительно низкой энергии возможно испускание только одного мезона, а с повышением энергии становится возможным и множественное образование мезонов.

В данной статье мы попытаемся найти метод теоретического вычисления исхода ядерных столкновений при очень больших энергиях. В частности, будут рассмотрены такие события, при которых в результате столкновения двух нуклонов образуется несколько π-мезонов (в дальнейшем для краткости именуемых пионами) и, может быть, некоторое число антинуклонов.

Обычный подход к образованию и исчезновению пионов, основанный на теории возмущений, становится совершенно неприемлемым при рассмотрении процессов такого типа. Действительно, большая величина константы взаимодействия приводит, естественно, к тому, что приближения высшего порядка дают численно больший вклад, чем приближения низшего порядка. Поэтому предлагается изучить возможности, открываемые применением другого метода, который использует именно это обстоятельство. Общая идея метода состоит в следующем.

---

* *High Energy Nuclear Events.* Progr. Theor. Phys., 1950, 5, 570—583.

В момент столкновения двух нуклонов, энергия которых в системе центра инерции очень велика, происходит внезапное выделение этой энергии в небольшом объеме, окружающем оба нуклона. Это явление можно наглядно изобразить как столкновение между нуклонами, окруженными «свитой» пионов, в результате которого весь пространственный объем, занятый нуклонами и окружающим их пионным полем, внезапно оказывается «заряженным» большим количеством энергии. Так как в пионном поле взаимодействие велико, то можно ожидать, что эта энергия быстро распределится по присущим данному объему степеням свободы согласно статистическим законам. Тогда вероятность рождения в этом малом объеме определенного числа пионов с данным энергетическим распределением может быть вычислена статистически. При этом предполагается, что область концентрации энергии будет быстро расплываться и частицы, в которые преобразовалась энергия, будут вылетать по всем направлениям.

Следует ясно представлять себе, что это описание процесса является, вероятно, такой же идеализацией явления, хотя и в противоположном направлении, как и подход теории возмущений. Но развитие теории, отклоняющейся от неизвестной истины в другом направлении, чем принятая теория, может оказаться полезным в том смысле, что эти два теоретических подхода осветят истинное положение вещей с разных сторон. Кроме того, теория предлагаемого здесь вида может оказаться достаточно хорошим приближением к действительности в области очень высоких энергий, так как там число возможных состояний с данной энергией велико, а обилие возможностей попадания в данное состояние будет увеличивать вероятность достижения среднего статистического веса состояния.

Утверждение о достижении своего рода статистического равновесия надо понимать следующим образом. Прежде всего существуют законы сохранения заряда и импульса; они, несомненно, должны быть выполнены. Далее, можно считать, что статистического равновесия действительно достигнут только те состояния, в которые легко осуществим переход из начального состояния. Так, например, ясно, что для развития радиационных процессов, связанных с рождением фотонов, не хватит времени. Можно полагать, что единственными достаточно быстрыми переходами явятся переходы теории Юкавы. Последовательный ряд таких переходов, начинающийся с двух сталкивающихся нуклонов, может привести только к образованию нескольких заряженных или нейтральных пионов и, видимо, также к образованию нуклон-антинуклонных пар. Поэтому дальнейшее рассмотрение будет ограничено только этими частицами. Заметим, что существует дополнительный закон сохранения разности чисел нуклонов и антинуклонов.

Выдвигаемая здесь теория имеет некоторое сходство с методом описания соударения двух высокоэнергичных нуклонов, развитым Гейзенбергом [1]. Он предполагает, что окружающая нуклоны пионная «жидкость»

[1] W. Heisenberg. Nature, 1949, 164, 65; Zs. f. Phys., 1949, 126, 569.

приводится энергией столкновения в своеобразное турбулентное движение, и использует качественные понятия турбулентности для оценки распределения энергии турбулентного движения между вихрями различных размеров. Турбулентное состояние соответствует началу установления теплового равновесия в жидкости: оно описывает «размазывание» энергии движения по состояниям со все возрастающими волновыми числами. Поэтому можно было бы сказать, что наше предложение качественно заключается в доведении точки зрения Гейзенберга до логического предела — до действительного установления статистического равновесия.

Множественное образование мезонов было рассмотрено также в интересной статье Льюиса, Оппенгеймера и Вутуайзена [2]. Эти авторы подчеркивают значение сильной связи, ожидающейся в псевдоскалярной мезонной теории, для появления процессов множественного образования.

В предлагаемой здесь теории существует только один произвольный параметр — объем Ω, в который «сбрасывается» энергия обоих сталкивающихся нуклонов. Так как окружающее нуклоны пионное поле простирается до расстояний порядка $\hbar/\mu c$ (где μ — масса пиона), то можно ожидать, что линейные размеры Ω будут того же порядка величины. Если пренебречь сокращением Лоренца, то в качестве Ω можно взять, например, сферу радиуса $\hbar/\mu c$. Однако при сближении нуклонов, обладающих очень высокими энергиями в системе центра тяжести, окружающие их пионные «облака» будут испытывать лоренцово сокращение, что приведет к соответствующему уменьшению объема.

Примем поэтому, что объем Ω будет зависеть от энергии следующим образом:

$$\Omega = \Omega_0 \frac{2Mc^2}{W}, \tag{1}$$

где Ω_0 — объем без лоренцова сжатия, W — полная энергия двух нуклонов в системе центра тяжести, M — масса нуклона, множитель $2Mc^2/W$ описывает сокращение Лоренца. За объем без сжатия Ω_0 можно принять сферу радиуса R:

$$\Omega_0 = 4\pi R^3/3. \tag{2}$$

При сравнении выводов теории с известными фактами было найдено, что приемлемое согласие, по-видимому, можно получить, приняв

$$R = \hbar/\mu c = 1{,}4\cdot 10^{-13}\ \textit{см}. \tag{3}$$

Ясно, что выбранный таким образом объем, хотя и правдоподобен по порядку величины, но произволен, и для улучшения согласия с экспериментом может быть заменен другим. Заметим, что увеличение Ω_0 будет благоприятствовать процессам с образованием большого числа частиц.

---

[2] H. W. Lewis, J. R. Oppenheimer, S. A. Wouthuysen. Phys. Rev., 1948, 73, 127.

Согласно развиваемым взглядам, полное сечение столкновения двух нуклонов по порядку величины всегда будет равно геометрическому сечению пионного облака. В проводившихся нами численных расчетах полное сечение принималось равным площади круга радиуса R:

$$\sigma_t = \pi R^2. \qquad (4)$$

Воспользовавшись соотношением (3), найдем, что $\sigma_t = 6 \cdot 10^{-26}$ *см*^{2}. Для вычисления парциального сечения процесса, в котором при столкновении рождаются, например, три пиона, надо умножить полное сечение (4) на относительную вероятность того, что образуется именно три пиона, а не любое другое число любых других частиц.

Вероятность перехода в состояние данного типа пропорциональна квадрату соответствующего эффективного матричного элемента и плотности состояний в единичном энергетическом интервале. Наше предположение о статистическом равновесии равносильно постулированию следующего утверждения: квадрат эффективного матричного элемента пропорционален только вероятности того, что для рассматриваемого состояния все частицы находятся одновременно в объеме Ω. Так, например, если состояние описывает n полностью независимых частиц с импульсами $p_1, p_2, \ldots, p_n$, то эта вероятность равна $(\Omega/V)^n$, где V — большой нормировочный объем. Число состояний в единичном энергетическом интервале равно

$$\left(\frac{V}{8\pi^3\hbar^3}\right)^n \frac{d}{dW} Q(W),$$

где $Q(W)$ — объем импульсного пространства, соответствующий полной энергии W. Вероятность образования рассматриваемого состояния, принимавшаяся пропорциональной произведению указанных величин, равна, следовательно,

$$S(n) = \left(\frac{\Omega}{8\pi^3\hbar^3}\right)^n \frac{dQ(W)}{dW}. \qquad (5)$$

Эта формула, однако, несколько усложняется из-за того, что частицы не являются независимыми.

а) В системе центра инерции независимыми переменными являются координаты и импульсы лишь $(n-1)$ частиц из n. Поэтому величина Ω должна возводиться в степень $(n-1)$, а не n. Кроме того, пространство импульсов $Q(W)$ будет не $3n$-мерным, а $3(n-1)$-мерным.

б) Некоторые частицы могут оказаться тождественными; это следует учесть при вычислении $Q(W)$.

в) Некоторые частицы могут обладать спином; тогда надо учесть соответствующую кратность состояний.

г) Сохранение момента импульса ограничивает статистическое равновесие только теми состояниями, момент импульса которых равен моменту импульса двух сталкивающихся нуклонов. Во всех рассмотренных случаях $\lambda\!\!\!^-$ нуклонов меньше радиуса $\hbar/\mu c$ сферы взаимодействия. Тогда имеет

смысл раздельно рассматривать столкновения с различными значениями параметра удара b (b равно расстоянию между прямыми линиями, по которым движутся нуклоны до столкновения). Момент импульса, выраженный в единицах $\hbar$, равен $l = b/\lambda\!\!\!^{-}$. Сечение столкновений с параметром удара между b и $b + db$ равно $2\pi b db = 2\pi \lambda\!\!\!^{-2} l dl$. Столкновения с различными значениями параметра удара надо рассматривать по отдельности и для каждого из них вычислить вероятности различных возможных процессов. Сечение процесса данного вида будет тогда найдено суммированием вкладов от различных l.

Для большинства случаев оказалось, что результаты, найденные таким способом, отличаются лишь незначительными числовыми коэффициентами от результатов, полученных при пренебрежении сохранением момента импульса.

Поэтому для упрощения расчетов мы обычно пренебрегали сохранением момента импульса. Однако для типичных случаев приведены поправки, возникающие при учете такого сохранения.

2. Пример. Образование пионов при столкновении нуклонов малой энергии

В качестве первого примера рассмотрим образование пионов при соударении таких двух нуклонов, относительная энергия которых лишь незначительно превосходит порог испускания пиона. Этот пример выбран ввиду его максимально возможной простоты; однако именно в этом случае статистический подход может ввести в заблуждение, так как здесь играют роль лишь несколько состояний довольно малой энергии. Сначала мы упростим задачу и не будем учитывать ни спин нуклонов, ни возможный спин пионов, а также не будем учитывать различные возможные электрические заряды рассматриваемых частиц. Итак, в системе центра тяжести будут сталкиваться два нуклона, кинетическая энергия каждого из которых равна $T/2$. Если $T > \mu c^2$, то может быть испущен пион. Предположим, что это неравенство выполняется, но кинетическая энергия лишь немногим больше порога; поэтому и оба нуклона, и пион, который может образоваться в результате соударения, будут обладать нерелятивистскими энергиями.

Закон сохранения энергии допускает в этом случае существование только двух типов состояний: а) состояний, соответствующих упругому рассеянию нуклонов без образования пионов, и б) состояний, соответствующих рождению пиона, когда в результате столкновения появляются три частицы (два нуклона и пион).

Статистический вес состояний «а» можно получить следующим образом. Так как импульсы нуклонов равны по величине и противоположны по направлению, то пространство импульсов будет трехмерным. Для вычисления статистического веса воспользуемся формулой (5), где следует

взять $n = 1$ (задание импульса одной частицы определяет импульс другой) и принять приведенную массу равной $M/2$, импульс $p = \sqrt{MT}$ и фазовый объем $Q(T) = 4\pi p^3/3$. Тогда для статистического веса этого состояния получим обычное выражение

$$S_2 = \frac{\Omega M^{3/2}}{4\pi^2\hbar^3}\sqrt{T}. \tag{6}$$

Величина S_2 должна сравниваться со статистическим весом состояний «б», в которых присутствуют три частицы: два нуклона и мезон. Так как полный импульс равен нулю, то независимыми являются импульсы лишь двух частиц, и поэтому в формуле (5) $n = 2$. Сохранение импульса вызывает некоторые усложнения при вычислении импульсного фазового объема. Пусть импульс пиона равен p, а импульсы нуклонов равны $-{}^1/_2 p \pm q$. Тогда кинетическая энергия равна

$$T_1 = \left(\frac{1}{2\mu} + \frac{1}{4M}\right)p^2 + \frac{1}{M}q^2, \tag{7}$$

где $T_1 = T - \mu c^2$ — кинетическая энергия, остающаяся после образования пиона. Формула (7) соответствует эллипсоиду в шестимерном импульсном пространстве векторов p и q. Объем эллипсоида равен

$$Q_3 = \frac{\pi^3}{3!}\left(\frac{4M^2\mu}{2M+\mu}\right)^{3/2} T_1^3. \tag{8}$$

Множитель $\pi^3/3!$ для шестимерного эллипсоида является аналогом множителя $4\pi/3$ в выражении для объема обычной сферы. Подставляя Q_3 в формулу (5), получаем выражение

$$S_3 = \frac{\Omega^2}{16\pi^3\hbar^6}\left(\frac{M^2\mu}{2M+\mu}\right)^{3/2} T_1^2 \approx \frac{\Omega^2 M^{3/2}\mu^{3/2}T_1^2}{32\sqrt{2}\,\pi^3\hbar^6}, \tag{9}$$

при упрощении которого принято, что $\mu \ll M$. Так как вероятности событий «а» и «б» пропорциональны S_2 и S_3 и так как S_3 очень мало, то за вероятность образования пиона при столкновении можно принять отношение S_3/S_2. Это отношение равно

$$\frac{S_3}{S_2} = \frac{\Omega\mu^{3/2}}{8\sqrt{2}\,\pi\hbar^3}\,\frac{(T-\mu c^2)^2}{\sqrt{T}} \approx \frac{\Omega\mu\,(T-\mu c^2)^2}{8\sqrt{2}\,\pi\hbar^3 c}. \tag{10}$$

Здесь в знаменателе T заменено на μc^2, так как T лишь немногим больше этого значения энергетического порога. В этом случае допустимо пренебречь и лоренцовым сокращением, так что вместо Ω можно подставить Ω_0, определяемое формулами (2) и (3). Получим окончательно

$$\frac{S_3}{S_2} = \frac{1}{6\sqrt{2}}\left(\frac{T}{\mu c^2} - 1\right)^2. \tag{11}$$

Для нахождения сечения образования пионов следует перемножить полное сечение (4) и вероятность (11). Например, при бомбардировке покоящихся нуклонов нуклонами с энергией 345 *Мэв* (до такой энергии ускоряются протоны в Беркли) полезная энергия в системе центра тяжести составляет $T = 165$ *Мэв*. Так как $\mu c^2 = 140$ *Мэв*, то предыдущая формула дает $S_3/S_2 = 0{,}0038$. Это означает, что при указанной энергии протонов пионы будут образовываться примерно в 0,4% нуклонных столкновений.

При более подробном изучении процесса обнаружится, что при соударении двух протонов вероятность испускания положительного пиона в два раза больше, чем следует из формулы (11), т. е. равна 0,0076. Это происходит потому, что при испускании положительного пиона появляются не два протона, а протон и нейтрон, статистический вес которых благодаря нетождественности частиц в два раза больше, чем вес двух протонов. Аналогично этому, при столкновении протона и нейтрона вероятность испускания положительного пиона в два раза меньше, чем следует из формулы (11), т. е. равна 0,0019. Вероятность испускания отрицательного пиона равна той же самой величине.

Рассмотрим теперь облучение углеродной мишени протонами с энергией 345 *Мэв*. В этом случае вероятности соударений протона с протоном или нейтроном ядра одинаковы. Следовательно, вероятность испускания положительного пиона будет равна $0{,}0076/2 + 0{,}0019/2 = 0{,}0048$, а вероятность испускания отрицательного пиона будет составлять $0{,}0019/2 = 0{,}001$. Для нахождения ожидаемых значений сечения образования положительных и отрицательных мезонов умножим указанные выше вероятности на геометрическое сечение ядра углерода, равное примерно $3 \cdot 10^{-25}$ *см²*. Сечение для положительных пионов будет составлять $1{,}4 \cdot 10^{-27}$ *см²* и для отрицательных — $3 \cdot 10^{-28}$ *см²*. Учитывая крайнюю грубость расчетов, полученное согласие с экспериментальными результатами следует признать удивительно хорошим.

До сих пор в нашем обсуждении не учитывалось сохранение момента импульса. При образовании пиона кинетическая энергия трех конечных частиц мала, и поэтому они будут образовываться в s-состоянии. К конечному состоянию такого типа могут привести, следовательно, лишь те начальные состояния, в которых момент импульса равен нулю. Соответствующее максимальное сечение, как известно, составляет $\pi\lambda^2$, что гораздо меньше сечения (4). Однако уменьшается и конкуренция, оказываемая упругим рассеянием образованию пионов, так как в этом случае должен учитываться вклад только от состояний рассеяния с нулевым моментом импульса.

Расчеты показывают, что эти эффекты почти компенсируют друг друга и что при учете сохранения момента импульса сечение образования пионов отличается от полученного ранее лишь множителем 2/3. Если сохранение момента импульса не учитывается, то рассеяние двух нуклонов ожидается сферически-симметричным в системе центра инерции. При сохранении момента импульса дело обстоит совсем иначе. Сечение упругого рассеяния

на 1 стерадиан в системе центра инерции оказывается не постоянным, а приблизительно пропорциональным $1/\sin\vartheta$, где ϑ — угол рассеяния в системе центра инерции.

3. Формулы для статистических весов

Здесь будут приведены некоторые стандартные выражения для статистических весов S в ряде простых случаев.

Прежде всего рассмотрим случай, когда после соударения испускается n частиц с массами $m_1, m_2, \ldots, m_n$. Пренебрегая спином и предполагая частицы статистически независимыми, и, кроме того, не учитывая сохранение импульса, получаем для S две формулы, соответствующие классическому и крайне релятивистскому случаям:

$$S_n = \frac{(m_1 m_2 \ldots m_n)^{3/2}\Omega^n}{2^{3n/2}\pi^{3n/2}\hbar^{3n}} \frac{T^{3/2n-1}}{(3n/2-1)!} \quad \text{(классический случай)}, \tag{12}$$

$$S_n = \frac{\Omega^n}{\pi^{2n}\hbar^{3n}c^{3n}} \frac{W^{3n-1}}{(3n-1)!} \quad \text{(крайне релятивистский случай)}. \tag{13}$$

В выражении (12) через T обозначена полная классическая кинетическая энергия n частиц, а через W в выражении (13) — полная энергия n частиц, включая их массу покоя. Можно также найти формулу для S и в том случае, когда s частиц (обычно нуклоны) являются классическими, а n частиц (обычно пионы) — крайне релятивистскими. По-прежнему пренебрегая спином, статистикой и сохранением импульса и полагая массы всех классических частиц равными массе нуклона M, получаем

$$S(s, n) = \frac{M^{3s/2}\Omega^{n+s}}{2^{3s/2}\pi^{2n+3/2s}\hbar^{3s+3n}c^{3n}} \frac{(W - sMc^2)^{3n+3/2s-1}}{(3n+3/2s-1)!}. \tag{14}$$

Формулу (14) иногда удобно записать в несколько ином виде:

$$S(s, n) = \frac{M^{3s/2}\Omega^{s/2+1/3}}{2^{3s/2}\pi^{s/2+2/3}\hbar^{3/2s+1}c^{-3/2s+1}} \frac{\left[\dfrac{\Omega^{1/3}(W - sMc^2)}{\pi^{2/3}\hbar c}\right]^{3n+3/2s-1}}{(3n+3s/2-1)!}, \tag{15}$$

так как при этом легко найти приближенное значение суммы статистических весов $S(s, n)$ по всем значениям n. Это приближение справедливо в тех случаях, когда среднее значение $n \gg 1$. Тогда

$$\sum_{n=0}^{\infty} S(s, n) \approx \frac{M^{3s/2}\Omega^{s/2+1/3}}{3\cdot 2^{3s/2}\pi^{s/2+2/3}\hbar^{3/2s+1}c^{-3/2s+1}} \exp\left[\frac{\Omega^{1/3}(W - sMc^2)}{\pi^{2/3}\hbar c}\right]. \tag{16}$$

Если выразить Ω с помощью соотношений (1), (2) и (3), формулы (15) и (16) принимают вид

$$Mc^2 S(s, n) = \frac{6{,}31}{w^{1/3}} \left(\frac{98{,}8}{w}\right)^{s/2} \frac{\left(6{,}31 \frac{w - s}{w^{1/3}}\right)^{3n + 3/2 s - 1}}{(3n + 3s/2 - 1)!} \tag{17}$$

и

$$Mc^2 \sum_{n=0}^{\infty} S(s, n) \approx \frac{2{,}10}{w^{1/3}} \left(\frac{98{,}8}{w}\right)^{s/2} \exp\left(6{,}31 \frac{w - s}{w^{1/3}}\right), \tag{18}$$

где введено обозначение

$$w = \frac{W}{Mc^2} \tag{19}$$

и, кроме того, принято, что $\mu/M = 0{,}15$.

При выводе указанных выше формул сохранение импульса не учитывалось. Однако эти формулы легко обобщить так, чтобы требование равенства нулю полного импульса выполнялось, по крайней мере, приближенно. Приближение состоит в том, что масса пиона полагается малой по сравнению с массой нуклона. Тогда импульс нуклонов будет гораздо больше импульса пионов, так как кинетическая энергия делится между различными частицами примерно поровну. Поэтому можно приближенно считать, что условие равенства нулю суммарного импульса относится только к нуклонам. Тогда формула (15) должна измениться следующим образом: а) надо заменить s на $(s - 1)$ всюду, за исключением члена $W - sMc^2$, так как теперь будет $(s - 1)$ независимых импульсов тяжелых частиц; б) должен быть изменен множитель $M^{3s/2}$, так как вместо массы M надо подставить аналог приведенной массы. Как было найдено, вместо указанного множителя следует подставить величину $M^{3(s-1)/2}/s^{3/2}$. Когда сохранение импульса учтено таким приближенным образом, формулы (17) и (18) принимают вид:

$$Mc^2 S(s, n) = \frac{6{,}31}{s^{3/2} w^{1/3}} \left(\frac{98{,}8}{w}\right)^{(s-1)/2} \frac{[6{,}31 (w - s)/w^{1/3}]^{3n + 3/2 s - 1}}{(3n + 3/2 s - 1)!}, \tag{20}$$

$$Mc^2 \sum_{n=0}^{\infty} S(s, n) \approx \frac{2{,}10}{s^{3/2} w^{1/3}} \left(\frac{98{,}8}{w}\right)^{(s-1)/2} \exp[6{,}31 (w - s)/w^{1/3}]. \tag{21}$$

Во всех вышеприведенных формулах предполагалось, что частицы являются статистически независимыми. До тех пор пока рассматривается небольшое число нуклонов и пионов, ошибка невелика, но при увеличении числа частиц ошибка должна возрасти. Однако формулы становятся очень сложными, так как существует не меньше трех типов пионов и четыре типа нуклонов и антинуклонов. Для процессов при сравнительно малых энергиях мы не пытались вводить такие усложнения. Расчеты в этом случае

проводились так, как если бы существовал только один тип пионов, один тип нуклонов и один тип антинуклонов, статистически независимых между собой. Конечно, такая процедура некорректна и приведет к завышению множественности при высоких энергиях. Для процессов при очень высоких энергиях легко провести учет статистических корреляций, переходя от статистической модели к термодинамической. Этот случай будет рассмотрен в разделе 6.

Во всех вышеприведенных выражениях не учитывалось также сохранение момента импульса. В разделе 6 будет оценена возникающая при этом ошибка и указан соответствующий поправочный коэффициент.

4. Переход от единичного к множественному образованию пионов

В разделе 2 было рассмотрено образование одного пиона с малой энергией. Теперь мы обратимся к соударениям при более высокой энергии, в которых помимо двух первоначальных нуклонов может появиться несколько пионов. Грубое представление о характерных чертах такого процесса можно получить, вычислив с помощью формулы (20) относительные вероятности образования $0, 1, 2, \ldots, n, \ldots$ пионов. Положим в этой формуле $s = 2$ и не будем учитывать статистические корреляции и сохранение момента. Тогда вероятности различных значений n будут (опуская общий множитель) пропорциональны выражению:

$$\frac{\left[\frac{251}{w}(w-2)^3\right]^n}{\frac{3}{2}\cdot\frac{5}{2}\cdots\frac{6n+1}{2}}. \tag{22}$$

Вычисленные по этой формуле вероятности образования различного числа пионов собраны в табл. I. В первой графе таблицы указывается энергия w нуклонов в системе центра тяжести (в единицах Mc^2), а во второй графе — энергия w' первичной частицы в лабораторной системе отсчета. В последующих восьми графах приводятся вероятности (%) образования разного числа пионов n. В последней графе дается среднее число образовавшихся пионов.

Заметим, что уже при энергии падающих частиц около 1 *Гэв* (первая строка таблицы) вероятность упругого столкновения двух нуклонов составляет 50%. Эта вероятность быстро падает, и при энергии около 5 *Гэв* становится меньше 1%. Как видно из таблицы, вероятность множественных процессов растет с увеличением энергии бомбардировки. Наиболее вероятное значение n будет, согласно формуле (22), равно приблизительно $2{,}1\,(w-2)/w^{1/3}$.

Пренебрежение сохранением момента импульса и статистическими корреляциями, как будет видно из раздела 6, при высоких энер-

Таблица I

w	w'	$n=0$	1	2	3	4	5	6	7	$\bar{n}$
2,5	2,1	49	47	4	—	—	—	—	—	0,6
3	3,5	9	59	30	2	—	—	—	—	1,2
3,5	5,1	2	31	46	18	3	—	—	—	1,9
4	7,0	—	13	40	33	11	2	—	—	2,5
5	11,5	—	2	15	34	31	14	3	1	3,5

гиях приводит к весьма значительным погрешностям. Табл. I служит лишь для качественного рассмотрения перехода от упругого рассеяния к образованию одного, а затем и многих пионов. Количественные же характеристики множественного образования пионов более надежно будут описаны формулой (32).

5. Образование антинуклонов

Процессы с образованием нуклон-антинуклонных пар становятся возможными в том случае, когда полная энергия сталкивающихся нуклонов в системе центра тяжести превышает $4Mc^2$. Если энергия лишь немногим выше порога $4Mc^2$, то рождение пары не может сопровождаться образованием пионов. Однако, по мере возрастания энергии, вместе с рождением пары будет обычно происходить образование нескольких пионов. При не слишком больших энергиях ($w < 10$) можно воспользоваться формулой (20). Подставляя в нее $s = 4$, мы получаем статистический вес для образования нуклонной пары в сопровождении n пионов, а подставляя $s = 2$, находим величину, пропорциональную вероятности того, что пара не образуется и в конечном состоянии появляются два первоначальных нуклона плюс n пионов.

Опуская общий множитель Mc^2, из формулы (20) получаем:

$$S(4,n) = \frac{775}{w^{1^1/_6}} \frac{[6{,}31\,(w-4)/w^{1/3}]^{3n+7/2}}{(3n+7/2)!}. \qquad (23)$$

При нормировании этих вероятностей к полной вероятности, равной 1, можно воспользоваться тем обстоятельством, что в рассматриваемом энергетическом интервале вероятность образования пары всегда меньше 1%. Поэтому образование пар можно не учитывать при вычислении нормировочного коэффициента, который сводится тогда к $\sum\limits_n S(2,\ n)$. Для нахождения этой суммы можно воспользоваться формулой (21). Конечное выраже

ние для вероятности образования пары в сопровождении n пионов имеет следующий вид:

$$P(4, n) = \frac{105}{w}\left(6{,}31\frac{w-4}{w^{1/3}}\right)^{3n+7/2}\frac{\exp\left[-6{,}31\,(w-2)/w^{1/3}\right]}{(3n+7/2)!}. \tag{24}$$

Данные табл. II получены с помощью этой формулы. По-прежнему в первой и второй графах указывается (в единицах Mc^2) полная энергия в системе центра тяжести и полная энергия падающей частицы в лабораторной системе отсчета. В следующих пяти графах приведены вероятности образования пары в сопровождении n пионов (значения этих вероятностей умножены на 10^4). В восьмой графе указывается полная вероятность образования пары.

Таблица II

w	w'	$n=0$[1]	$n=1$	$n=2$	$n=3$	$n=4$	Всего
$4+\varepsilon$	7,0	$1000\ \varepsilon^{7/2}$	—	—	—	—	$0{,}1\cdot\varepsilon^{7/2}$
4,5	9,1	14	0,6	—	—	—	$15\cdot10^{-4}$
5	11,5	27	8	0,7	—	—	$36\cdot10^{-4}$
5,5	14,3	21	21	5	0,5	—	$47\cdot10^{-4}$
6	16,9	12	25	14	3	0,3	$54\cdot10^{-4}$

[1] Значения в графах 3—7 должны быть умножены на 10^{-4}.

При вычислении данных этой таблицы мы, как и ранее, пренебрегали статистическими корреляциями (упоминавшимися в разделе 3) и сохранением момента импульса. Поэтому данные табл. II могут дать лишь представление о результатах, которые были бы получены при более корректных расчетах.

При максимальной рассмотренной здесь энергии вероятность образования антинуклона составляет 0,005. Так как в столкновении при такой энергии в среднем образуется, видимо, 2—3 пиона, то отношение сечений образования антинуклонов и пионов составляет около 0,002. Следовательно, обнаружить антинуклоны будет трудно даже в столкновениях при довольно высоких энергиях.

6. Столкновения при крайне высоких энергиях

При рассмотрении столкновения двух нуклонов крайне высоких энергий можно упростить расчеты, приняв, что все без исключения образующиеся частицы являются крайне релятивистскими и что вместо подробно-

го статистического вычисления вероятностей различных процессов можно применить термодинамику.

При таком рассмотрении мы сначала пренебрежем сохранением момента; влияние этого эффекта будет оценено в конце раздела.

Крайне высокая плотность энергии, которая внезапно появляется в объеме Ω, приведет к множественному образованию пионов и нуклон-антинуклонных пар. Так как частицы любого этого сорта являются крайне релятивистскими, то плотность энергии будет пропорциональна четвертой степени температуры T, как в законе Стефана.

Пионы подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна, как и фотоны. Далее, так как температура предполагается настолько высокой, что массой покоя можно пренебречь, то соотношение энергия — импульс для пионов будет таким же, как для фотонов. По этим причинам закон Стефана для пионов будет совершенно аналогичен обычному закону Стефана для излучения черного тела. Единственное различие между ними состоит в статистическом множителе. Для фотонов статистический вес равен 2, так как существует два направления поляризации. Если предположить, что спин пионов равен нулю и они различаются только величиной заряда ($\pm e$ и 0), то статистический вес для пионов равен 3. Следовательно, для нахождения плотности энергии пионов надо ввести множитель 3/2 в выражение для плотности энергии по обычному закону Стефана. Итак, плотность энергии пионов равна

$$\frac{3\cdot 6{,}494\,(kT)^4}{2\pi^2\hbar^3c^3}, \qquad (25)$$

где численный множитель

$$6{,}494=\frac{\pi^4}{15}=6\sum_1^\infty\frac{1}{n^4}.$$

Вклад нуклонов и антинуклонов в плотность энергии выражается подобной же формулой. Различия возникают из-за того, что статистический вес нуклонов равен 8, так как имеется четыре различных типа нуклонов и антинуклонов, и для каждого из них — две ориентации спина. Еще одной причиной различия является то, что эти частицы подчиняются принципу Паули. Плотность энергии таких частиц в крайне релятивистском случае равна

$$\frac{4\cdot 5{,}682\,(kT)^4}{\pi^2\hbar^3c^3}, \qquad (26)$$

где численный множитель

$$5{,}682=6\sum_1^\infty(-1)^{n+1}/n^4.$$

Для нахождения температуры следует приравнять полную энергию и произведение объема Ω на сумму плотностей энергии (25) и (26). Учиты-

вая соотношение (1), находим следующее уравнение для температуры:

$$(kT)^4 = 0{,}152\,\frac{\hbar^3 c^3 W^2}{Mc^2\Omega_0}\,. \tag{27}$$

Для определения числа образовавшихся пионов, нуклонов и антинуклонов необходимо знать выражения для плотности различных частиц. Эти выражения находятся стандартными методами статистической механики. В крайне релятивистском случае плотность частиц оказывается пропорциональной кубу температуры; полные плотности пионов и нуклонов задаются следующими выражениями:

$$n_\pi = 0{,}367\,\frac{(kT)^3}{\hbar^3c^3}\,, \qquad n_N = 0{,}855\,\frac{(kT)^3}{\hbar^3c^3}\,. \tag{28}$$

Для нахождения полного числа пионов и нуклонов выражения (28) надо умножить на объем Ω и в результат подставить значение температуры, вычисленное из формулы (27). В конечное выражение должна вноситься поправка, учитывающая сохранение момента импульса. Мы приведем здесь только результат введения такой поправки. Как было найдено, сохранение момента импульса приводит к уменьшению числа пионов и нуклонов, причем численное значение поправочного коэффициента оказалось равным 0,51. Далее, сохранение момента импульса приводит к тому, что угловое распределение образующихся частиц перестает быть изотропным и появляется тенденция к преобладанию частиц, движущихся параллельно первоначальному направлению сталкивающихся нуклонов. После введения этих поправок число пионов становится равным

$$0{,}091\left(\frac{\Omega_0 M W^2}{c\hbar^3}\right)^{1/4} = 0{,}54\sqrt{W/Mc^2}, \tag{29}$$

а суммарное число нуклонов и антинуклонов —

$$0{,}21\left(\frac{\Omega_0 M W^2}{c\hbar^3}\right)^{1/4} = 1{,}3\sqrt{W/Mc^2}. \tag{30}$$

Отсюда следует, что в столкновениях при крайне высоких энергиях рождается

$$1{,}2\,(W'/Mc^2)^{1/4} \tag{30a}$$

заряженных частиц (здесь W' — энергия в лабораторной системе координат). В этих формулах было использовано значение Ω_0, определяемое соотношениями (2) и (3).

Выведенные формулы применимы только при крайне высоких энергиях. Подставляя значение Ω_0 из соотношений (2) и (3) в формулу (27), можно представить связь между температурой и энергией в следующем виде:

$$kT/Mc^2 = 0{,}105\sqrt{W/Mc^2}. \tag{31}$$

Из этого выражения следует, что релятивистские условия для нуклонов будут достигнуты лишь при $W > 100\ Mc^2$, т. е. когда энергия падающей частицы в лабораторной системе координат составляет более $5 \cdot 10^{12}$ *эв*. При более низких энергиях число образующихся антинуклонных пар будет быстро убывать, главным образом потому, что на образование пары требуется энергия $2Mc^2$. Образование пар в этом энергетическом интервале, по-видимому, лучше описывается формулами раздела 5.

Сравнение формул (29) и (30) показывает, что в столкновениях при крайне высокой энергии образуется больше нуклонов и антинуклонов, чем пионов. Число антипротонов (эти частицы наиболее интересны для нас с точки зрения эксперимента) составляет, конечно, лишь одну четвертую часть числа частиц (30). Поэтому даже при столь высоких энергиях пионы образуются в несколько большем количестве, чем антипротоны. Причина образования нуклонов всех типов в большем количестве, чем пионов, заключается в их статистических весах (8 для нуклонов и 3 для пионов).

В области промежуточных энергий, где допустимо множественное образование пионов, все еще можно применять термодинамический метод, считая, однако, что в термодинамическом равновесии находится только пионный газ и что энергия образования пар слишком высока для появления значительного количества таких частиц при данной температуре. В этом случае плотность энергии будет определяться формулой (25), что приведет к уменьшению численного коэффициента в формуле (27) с 0,152 до 0,046. Далее, W^2 в той же формуле должно быть заменено на $W(W - 2Mc^2)$, так как энергия двух нуклонов не дает вклада в энергию пионного газа. Вводя, кроме того, множитель 0,51 для учета сохранения момента импульса, получаем, что число пионов в этом приближении определяется формулой [3]

$$0{,}323\,\frac{M^{1/4}R^{3/4}(W - 2Mc^2)^{3/4}}{\hbar^{3/4}c^{1/4}W^{1/4}} = 1{,}34\,\frac{(w-2)^{3/4}}{w^{1/4}}, \qquad (32)$$

где $w = W/Mc^2$.

В области промежуточных энергий (от 10 до 100 *Бэв*) формула (32) дает, видимо, более надежные оценки множественности, чем данные табл. I. В особенности это относится к последним двум строкам табл. I, где приведены слишком высокие значения множественности; по формуле (32) множественность при этих энергиях составляет около 2 вместо значительно более высоких значений, указанных в табл. I. Отмеченное различие обусловлено двумя эффектами, которыми пренебрегалось при вычислении данных табл. I, а именно: статистической корреляцией между пионами различных типов и сохранением момента импульса. Оба эти эффекта были приближенно учтены при выводе формулы (32).

[3] В оригинальной статье эта формула записана неверно; здесь она приводится согласно исправлениям Кречмара. (M. Kretzschmar. Zs. f. Phys., 1956, **150**, 255.)—*Прим. ред. итало-амер. издания.*

Так как в настоящее время нет данных о множественном образовании на изолированном нуклоне, то сравнить экспериментальные и теоретические результаты можно только предварительным образом. Развиваемая теория, по-видимому, несколько занижает множественности, за исключением крайне высоких энергий порядка 10^{12} или 10^{13} *эв*. По мере накопления экспериментальных данных, может быть, будет возможно улучшить согласие теории с экспериментом, изменив выбор (3) для R. Если экспериментальные значения множественности окажутся больше предсказываемых теорией, то надо будет увеличить значение R, а в противоположном случае — уменьшить его.

В представленной теории рассматривается только один тип мезонов — пионы. Если существуют более тяжелые мезоны, сильно связанные с нуклонами (на это, по-видимому, указывают недавние опыты Андерсона [4]), то и эти частицы могут достигать статистического равновесия. Но так как их масса покоя велика, то они не выдержат конкуренции с пионами, за исключением области очень высоких энергий. Поэтому следует ожидать, что при большинстве соударений число образующихся пионов будет значительно превосходить число более тяжелых мезонов.

---

[4] A. J. Seriff, R. B. Leighton, C. Hsiao, E. W. Cowan, C. D. Anderson. Phys. Rev., 1950, 78, 290.

1951

См. вводные замечания к статье 125

126

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПИОНОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ В ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ *

С помощью статистической теории множественного образования мезонов рассматривается угловое распределение пионов, возникающих при столкновении двух нуклонов высоких энергий. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными.

I. Введение

Недавно был обсужден метод нахождения вероятности образования пионов (π—мезонов) при столкновении нуклонов высоких энергий [1]. Сделанное при этом основное допущение состоит в следующем: взаимодействие пионов и нуклонов настолько сильно, что между всеми состояниями, совместимыми с законами сохранения энергии, заряда, момента и т. д., устанавливается статистическое равновесие. Выражаясь более точно, предполагается, что при столкновении нуклонов высоких энергий весь запас энергии, имеющийся в системе центра их масс, высвобождается в малом объеме, размеры которого сравнимы с размерами пионного облака, окружающего нуклон. С помощью ряда последовательных процессов Юкавы эта энергия может привести к состояниям, соответствующим наличию некоторого числа пионов помимо двух первоначальных нуклонов. Набор состояний, в которые подобным образом может быть превращено первоначальное двухнуклонное состояние, ограничен рядом законов сохранения. Далее делается основное допущение: вероятность того, что столкновение может привести к образованию одного из конечных состояний, пропорциональна вероятности того, что все частицы рассматриваемого состояния будут одновременно находиться внутри малого объема, в котором была сконцентрирована энергия.

При относительно низких энергиях, когда лоренцовым сокращением можно пренебречь, указанный объем V_0 можно взять равным объему сферы радиуса R:

$$V_0 = \frac{4\pi R^3}{3}, \quad (1)$$

---

* *Angular Distribution of the Pions Produced in High Energy Nuclear Collisions.* Phys. Rev., 1951, 81, 683—687.

[1] E. Fermi. Progr. Theor. Phys., 1950, 5, 570. Далее цитируется как А. (Статья 125.)

где R будет порядка $\hbar/\mu c$. Действительно, выбор

$$R = \hbar/\mu c = 1{,}4 \cdot 10^{-13}\ см \qquad (2)$$

приводит, по-видимому, к удовлетворительному согласию с экспериментом; это значение и было принято для численных расчетов.

При рассмотрении столкновений в области более высоких энергий следует учитывать сокращение Лоренца. Для этого (см. А) несжатый объем V_0 уменьшался до величины

$$V = \left(\frac{2Mc^2}{W}\right) V_0, \qquad (3)$$

где W — полная энергия (включая энергию покоя) обоих сталкивающихся нуклонов в системе центра масс, так что $2Mc^2/W$ есть коэффициент лоренцова сжатия. Этот пункт можно пояснить следующим образом.

Следует иметь в виду, что при всех рассматриваемых энергиях де-бройлевская длина волны нуклонов гораздо меньше R. Поэтому оба сближающихся нуклона можно считать неквантовыми объектами. Окружающие их пионные поля будут испытывать сокращение Лоренца. Следовательно, когда произойдет столкновение, вся энергия будет сначала выделена внутри сжатого объема (3). Вскоре после этого происходит ряд реакций, тогда как объем, в котором сконцентрирована энергия, начинает расширяться и плотность энергии уменьшается. Предположение (3) будет оправдано, если принять, что для реакции является существенным только то время, когда концентрация энергии наиболее высока, и что достигнутое на этой стадии равновесие будет «заморожено» прежде, чем произойдет заметное увеличение объема.

При таком допущении выражение (3) было использовано в А для вычисления вероятного числа заряженных частиц, образующихся в ядерных столкновениях при очень высокой энергии. В зависимости от того, предполагается ли образование нуклон-антинуклонных пар возможным или нет, для этого числа были найдены две различные формулы

$$1{,}2 \left(\frac{W'}{Mc^2}\right)^{1/4} \qquad (4)$$

или

$$1{,}06 \left(\frac{W^*}{Mc^2}\right)^{1/4}. \qquad (5)$$

Здесь W' — энергия падающего нуклона в лабораторной системе отсчета.

Экспериментальный материал, на котором можно было бы проверить формулы, не очень богат. Большая часть звезд, образованных космическими протонами высоких энергий, связана с развалом тяжелого ядра, происходящим при таких условиях, когда несомненна важная роль явлений неоднократного образования. Очень редки случаи, когда можно счи-

тать, что столкновение, по существу, произошло между космическим протоном и отдельным нуклоном. Недавно Шайн и сотрудники [2] обнаружили весьма эффектный случай такого типа, происшедший, по-видимому, при столкновении с протоном, имеющим энергию около 30 000 *Гэв*. Наблюдается 15 треков с минимальной ионизацией, причем несколько из них исходят узким пучком с апертурой около 0,003 радиана. Наличие только двух треков меньшей энергии говорит о том, что это столкновение, вероятно, произошло на границе ядра, так что основную роль в нем играет, по-видимому, только один нуклон. Еще одна фотография с аналогичными характеристиками, соответствующая, впрочем, соударению с протоном гораздо более низкой энергии, была опубликована бристольской группой [3]; эта звезда, возможно, была образована протоном энергии около 3 000 *Бэв*. При $W' = 30\,000$ *Бэв* ожидаемое число заряженных частиц, согласно формулам (4) и (5), равно соответственно 16 и 14 (наблюдено 15). Для второй звезды, полагая $W' = 3000$ *Бэв*, из этих формул получим соответственно 9 или 8 частиц (наблюдено 7). Такое согласие говорит, по-видимому, о том, что предположение о лоренцовом сжатии объема V не является очень ошибочным. Однако следует помнить, что число частиц, образующихся в столкновениях такого типа, зависит от объема V в степени лишь 1/4. Поэтому изменение V в 2—3 раза приведет только к сравнительно малым изменениям в ожидаемом числе частиц.

II. Угловое распределение

Основной целью настоящей работы является рассмотрение углового распределения, ожидаемого согласно статистической модели. Угловое распределение частиц, образующихся в ядерных столкновениях при высокой энергии, в лабораторной системе отсчета обнаруживает примечательную тенденцию к делению на очень узкое распределение (содержащее около 50% частиц) и распределение (содержащее остальные частицы) по конусу гораздо более широкого раствора. Шайн и сотрудники [2] придают этому обстоятельству большое значение и делают вывод, что при переходе к угловому распределению в системе центра масс получится концентрация частиц в двух диаметрально противоположных направлениях. Хотя такая концентрация весьма эффектна, но она не соответствует очень малым углам в системе центра масс, так как заметное число частиц испускается вплоть до углов 40—50° с полярной осью. Запас энергии, имеющийся в системе центра масс, составляет в случае звезды Шайна около 250 Mc^2. Учитывая испускание ненаблюдаемых нейтральных частиц, можно предположить, что всего образуется что-нибудь около 25 частиц, каждая из которых уносит в среднем около 10 *Бэв*. Заметим попутно, что эта

[2] Lord, Fainberg, Schein. Phys. Rev., 1950, **80**, 970. Я благодарен авторам за сообщение результатов до публикации.

[3] Camerini, Fowler, Lock, Muirhead. Phil. Mag., 1950, **41**, 413.

оценка вполне совместима с прямыми измерениями энергии в лабораторной системе отсчета. Длина волны де-Бройля $\lambdabar$ для частиц с энергией 10 *Бэв* составляет около $2 \cdot 10^{-15}$ *см*, а так как радиус ядерного взаимодействия равен $R = 1{,}4 \cdot 10^{-13}$ *см*, то, видимо, можно предположить, что допустимые угловые отклонения от полярной оси должны быть порядка $\lambdabar/R \approx 0{,}015 \approx \approx 1^\circ$. Ясно, что такое предположение находится в резком несоответствии с опытом, дающим гораздо более широкое угловое распределение.

Перейдем теперь к рассмотрению углового распределения, которое следует ожидать согласно статистической теории. На первый взгляд, можно было бы ожидать, что эта теория должна приводить к изотропному распределению в системе центра масс, так как, казалось бы, можно утверждать, что испарение частиц из объема V будет подчиняться некоторому аналогу закона Максвелла и поэтому должно быть сферически симметричным. При более внимательном анализе выявляется, однако, что такое заключение неверно и в действительности следует ожидать угловое распределение, довольно близкое к найденному экспериментально. Качественно это можно объяснить следующим образом.

Весьма маловероятно, чтобы соударение двух первоначальных нуклонов оказалось строго центральным. Гораздо более вероятны столкновения частиц, несколько смещенных друг относительно друга, в результате которых система остается со значительным моментом. В случае звезды Шайна этот момент вполне может составлять несколько сот или тысяч единиц $\hbar$. Так как при переходе от начального к конечному состоянию момент должен сохраняться, то вылетающие частицы обязаны унести весь первоначальный момент. Это обстоятельство приведет к тому, что угловое распределение вылетающих частиц не будет сферически-симметричным, даже если буквально следовать статистическому и термодинамическому методам расчета, развитым ранее в А. Вид закона статистического распределения, который обычно записывается в предположении, что единственной сохраняющейся величиной является энергия, должен измениться, если в системе сохраняются и другие величины, например, момент. Эти изменения таковы, что обычно приводят к нарушению изотропии распределения скоростей частиц.

Прежде чем переходить к количественному рассмотрению задачи, обсудим качественно роль лоренцова «сплющивания» объема V. Пусть в системе центра масс нуклоны движутся по траекториям a и b (см. рис. 1), а c — сечение сплющенного объема V, в котором первоначально была выделена энергия. Для случая, изображенного на рис. 1, момент импульса направлен вверх, перпендикулярно плоскости рисунка.

Введем систему координат x, y, z с началом в центре объема V. Ось y параллельна траекториям a и b нуклонов; ось z (не показанная на рис. 1) перпендикулярна плоскости ab, т. е. совпадает с направлением вектора момента импульса. Все вновь образовавшиеся частицы будут вылетать после соударения из объема V. Так как этот объем очень сильно сплющен и размерами по оси y можно пренебречь, то z-компонента момента импульса

частицы, исходящей из точки с координатами x и y (y очень мало), будет равна

$$Z = xp \cos \vartheta, \tag{6}$$

где p — импульс частицы, а ϑ — угол между p и осью y. Так как улетающие частицы должны уносить большой момент импульса, то отсюда ясно, что для частиц, испущенных из точек с положительным значением x, $\cos \vartheta$ должен быть положителен и возможно больше. Таким образом, для них угол ϑ должен быть мал. Частицы, испущенные из точек с отрицательным значением x, унесут большой положительный момент, если $\cos \vartheta$ отрицателен и велик по абсолютному значению, т. е. если ϑ близко к 180°.

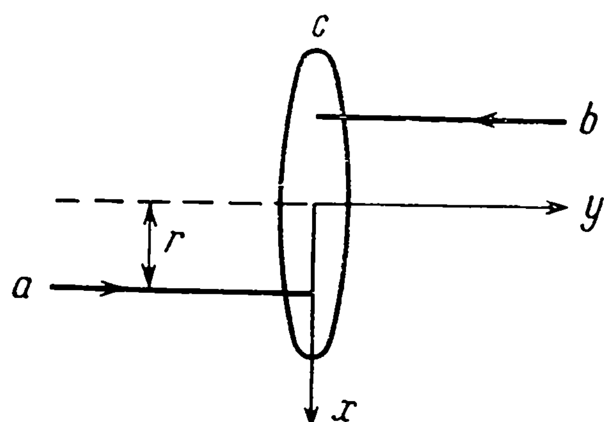


Рис. 1. Траектории нуклонов в системе центра масс

Эти рассуждения позволяют качественно понять, почему угловое распределение частиц не будет изотропным, а диаметрально противоположные направления $\vartheta = 0°$ и $\vartheta = 180°$ окажутся выделенными. Для количественной оценки этого эффекта необходимо знать истинную форму объема V. Ясно, что выбор этого объема в виде сильно сплющенного эллипсоида, полученного при лоренцовом сокращении сферы (1), является чересчур упрощенным предположением, особенно для случая рис. 1, когда столкновение нуклонов a и b происходит при относительно большом значении параметра удара. С другой стороны, невозможно указать истинную форму объема V, не внеся значительного произвола. Поэтому для последующих расчетов мы, полностью осознавая грубость этого приближения, приняли, что объем имеет вид сплющенного эллипсоида с поперечной осью R и очень короткой осью симметрии.

Для проведения вычислений прибегнем к термодинамическому приближению, законному при рассматриваемых очень высоких энергиях. Если бы в процессе столкновения сохранялась только одна величина — энергия W, то среднее число частиц в квантовом состоянии с энергией w, находящихся внутри объема V, было бы равно

$$1/(e^{\beta w} - 1), \tag{7}$$

где $\beta = 1/kT$. Эта формула записана для того случая, когда частицы подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна. Если это не так, то в знаменателе формулы должно стоять $+1$ вместо -1. Как было найдено, в рассматриваемом приближении угловое распределение не зависит от типа статистики частиц, так что здесь будет подробно разобран только случай ста-

тистики Бозе — Эйнштейна. Формула (7) перестает быть применимой, если сохраняется и z-компонента момента. В этом случае для среднего числа частиц в данном состоянии надо использовать не формулу (7), а следующее выражение:

$$1/(e^{\beta w-\lambda Z}-1). \tag{8}$$

Постоянные β и λ в этой формуле должны быть подобраны таким образом, чтобы полная энергия и z-компонента полного момента имели правильные значения [4].

Ограничим наше обсуждение тем случаем, когда в системе центра масс все частицы являются крайне релятивистскими. Тогда можно записать w и Z в виде

$$w=cp, \qquad Z=xp\eta, \tag{9}$$

где $\eta=\cos\vartheta$. Введя далее обозначения

$$\gamma=c\beta, \qquad \rho=\frac{\lambda R}{c\beta}, \tag{10}$$

можно записать закон распределения (8) следующим образом:

$$1/\{\exp[\gamma p(1-\rho\eta x/R)]-1\}. \tag{11}$$

Для нахождения числа частиц в элементе объема фазового пространства выражение (11) должно быть умножено на элемент объема фазового пространства, разделенный на $(2\pi\hbar)^3$. Элемент объема фазового пространства будем считать состоящим из элемента пространственного объема

$$\frac{2Mc^2}{W}\pi(R^2-x^2)\,dx, \tag{12}$$

заключенного между абсциссами x и $x+dx$, и из элемента объема пространства импульсов

$$2\pi p^2\,dp\,d\eta, \tag{13}$$

соответствующего частицам с импульсами, величина которых лежит между p и $p+dp$, а $\cos\vartheta$ имеет значение между η и $\eta+d\eta$. Число частиц в таком элементе объема равно

$$dn=\frac{Mc^2}{2\pi\hbar^3W}\,\frac{(R^2-x^2)\,dx p^2\,dp\,d\eta}{\exp[\gamma p(1-\rho\eta x/R)]-1}. \tag{14}$$

---

[4] Заметим, что сохраняется не только z-компонента момента, но и его x- и y-компоненты. Несмотря на это, в формуле фигурирует только z-компонента, так как коэффициенты, аналогичные λ, для других двух компонент оказываются равными нулю, когда обращаются в нуль компоненты полного момента по этим двум направлениям. По такой же причине в показателе степени в выражении (8) отсутствуют члены, соответствующие импульсу образующихся частиц, несмотря на то, что импульс также сохраняется. Их отсутствие обусловлено тем, что в системе центра масс полный импульс обращается в нуль.

Для нахождения полного числа N частиц данного типа проинтегрируем выражение (14) по p от 0 до ∞, по x от $-R$ до $+R$ и по η от -1 до $+1$. Получим

$$N = \frac{a}{2\pi} \frac{Mc^2R^3}{W\hbar^3\gamma^3} \left(\frac{1+\rho^2}{\rho^3} \ln \frac{1+\rho}{1-\rho} - \frac{2}{\rho^2} \right), \tag{15}$$

где

$$a = 2\sum_{1}^{\infty} 1/n^3 = 2{,}413 \tag{16}$$

есть числовая константа, появляющаяся при интегрировании по p. Умножив выражение (14) на энергию cp частицы и выполнив интегрирование аналогично предыдущему, получим следующее выражение для полной энергии W частиц:

$$W = \frac{b}{3\pi} \frac{Mc^3R^3}{W\hbar^3\gamma^4} \left(\frac{1}{\rho} \ln \frac{1+\rho}{1-\rho} + \frac{2}{1-\rho^2} \right), \tag{17}$$

где

$$b = 6\sum_{1}^{\infty} 1/n^4 = \pi^4/15 = 6{,}494. \tag{18}$$

Наконец, z-компонента полного момента импульса частиц будет найдена умножением выражения (14) на момент импульса $xp\eta$ частицы и интегрированием; получим

$$M_z = \frac{b}{2\pi} \frac{Mc^2R^4}{W\hbar^3\gamma^4} \left(\frac{2}{\rho^3} + \frac{\left(\frac{4}{3\rho}\right)}{1-\rho^2} - \frac{1+\frac{1}{3}\rho^2}{\rho^4} \ln \frac{1+\rho}{1-\rho} \right). \tag{19}$$

Формулы (17) и (19) дают энергию и момент импульса частиц одного определенного типа, например нейтральных пионов. Для частиц нескольких типов, как, например, нейтральных и заряженных пионов или различных типов нуклонов и антинуклонов, будут получены аналогичные формулы, в которых изменится только численная константа b. Формулы (17) и (19) можно использовать для определения значений параметров γ и ρ. В столкновении, изображенном на рис. 1, каждый первоначальный нуклон a и b несет энергию $W/2$ и импульс $W/2c$. Следовательно, полный момент импульса будет равен $M_z = Wr/c$, где r — расстояние до центра объема, в котором происходит соударение нуклонов. Используя это выражение для M_z и деля равенство (19) на равенство (17), находим

$$\frac{r}{R} = \frac{3f_1(\rho)}{2f_2(\rho)}, \tag{20}$$

где $f_1(\rho)$ — функция от ρ, стоящая внутри скобок в формуле (19), а $f_2(\rho)$ — функция от ρ, стоящая внутри скобок в формуле (17). Числовые значения правой части равенства (20) приведены во второй графе табл. I.

Таблица I

Числовые данные выражений (20) и (22)

ρ	$\frac{3f_1(\rho)}{2f_2(\rho)}$	$f_4(\rho)$	ρ	$\frac{3f_1(\rho)}{2f_2(\rho)}$	$f_4(\rho)$
0	0,000	1,33	0,8	0,368	4,39
0,1	0,022	1,35	0,9	0,523	8,96
0,2	0,048	1,40	0,92	0,574	11,3
0,3	0,088	1,53	0,94	0,634	15,3
0,4	0,123	1,63	0,96	0,710	23,3
0,5	0,160	1,88	0,98	0,814	47,7
0,6	0,204	2,26	0,99	0,876	97,0
0,7	0,270	2,95	1,00	1,000	∞

Соотношение (20) можно использовать для вычисления параметра ρ, фигурирующего в законе распределения (11). Этот параметр обращается в нуль при $r = 0$, т. е. при строго центральном столкновении. В этом случае закон распределения не зависит от угла, и величина η исчезает из выражения (11). Когда r велико, то ρ близко к 1 и выражение (11) будет сильно зависеть от угла ϑ. Для того чтобы найти в явном виде угловую зависимость, проинтегрируем выражение (14) только по переменным p и x. В результате будет получено число частиц, у которых $\cos\vartheta$ лежит между η и $\eta + d\eta$:

$$\frac{dn}{d\eta} = \frac{aMc^2R^3f_4(\rho\eta)}{2\pi W\hbar^3\gamma^3}, \tag{21}$$

где f_4 — следующая функция:

$$f_4(\alpha) = \frac{2}{\alpha^2(1-\alpha^2)} - \frac{1}{\alpha^3}\ln\frac{1+\alpha}{1-\alpha}. \tag{22}$$

Числовые значения этой функции приведены в табл. I.

III. Обсуждение

Формула (21) описывает угловое распределение. Так как величина $d\eta = -\sin\vartheta d\vartheta$ пропорциональна элементу телесного угла, то для изотропного углового распределения величина $dn/d\eta$ будет постоянной. Так будет обстоять дело, например, при равенстве нулю параметра удара, поскольку в этом случае ρ также обращается в 0. Если r, а значит, и ρ отличны от нуля, то функция $f_4(\rho\eta)$ не сохраняет постоянного значения, а

достигает максимальных значений при $\eta = \pm 1$. Эти максимумы выражены наиболее четко в том случае, когда значение ρ приближается к 1.

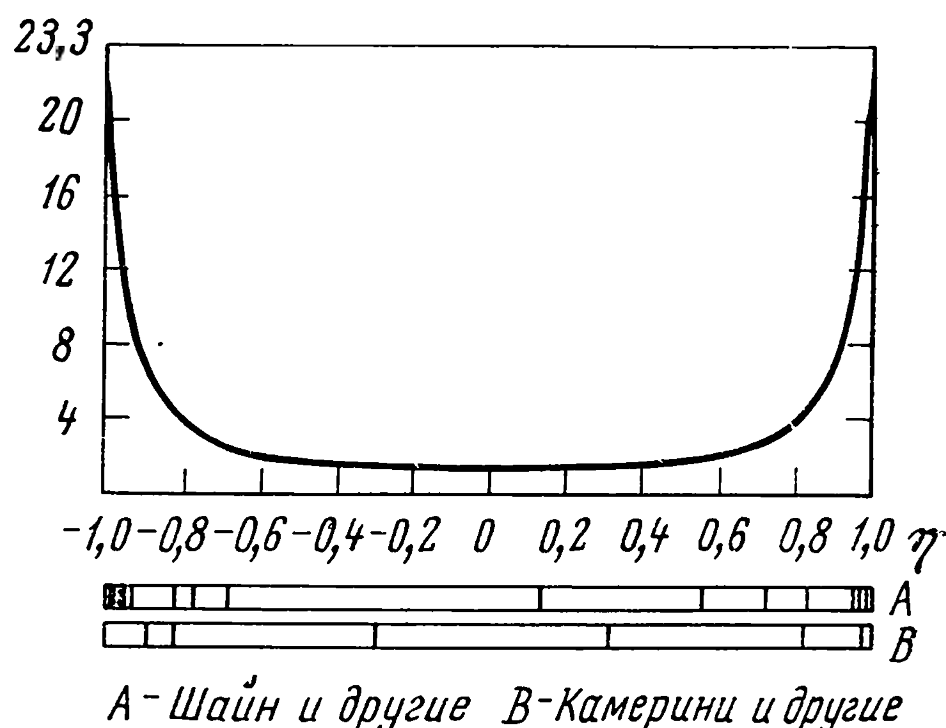


Рис. 2. Функция f_4 (0,959 η) в зависимости от η

Следует ожидать, что в различных столкновениях параметр удара будет иметь различное значение, так что r будет меняться от 0 до R, а его медианное значение будет равно $R/\sqrt{2}$. Результаты столкновений, при которых r меньше или больше этого значения, будут отличаться от «средних» тем, что угловое распределение будет соответственно менее или более несимметрично.

На рис. 2 изображен график функции f_4 (ρ, η) в зависимости от η при значении $\rho = 0{,}959$, соответствующем медиане параметра удара. Этот график и дает угловое распределение, которое должно наблюдаться при среднем столкновении. В принятой системе координат изотропному распределению соответствовала бы прямая линия. Из рис. 2 видно, что в полюсных направлениях $\eta = \pm 1$ наблюдается отчетливо выраженная концентрация частиц, которая еще заметна и при $\eta = \pm 0{,}8$, т. е. для значений $\vartheta = 37°$ или $143°$. Для сравнения мы попытались нанести под графиком рис. 2 предположительный вид углового распределения в уже упоминавшихся двух звездах [2,3]. Это связано с некоторым произволом при переходе от лабораторной системы к системе центра масс, так что приведенные точки не следует считать чем-то бо́льшим, чем простым указанием на общий характер экспериментальных данных. Можно видеть, впрочем, что теоретическое угловое распределение отнюдь не является несовместимым с данными наблюдений.

Как уже указывалось, возможно, что при различных столкновениях того общего типа, который обсуждался здесь, будет образовываться целый ряд различных угловых распределений. Столкновения, близкие к центральным, привели бы к более изотропным угловым распределениям, чем распределение на рис. 2. При очень эксцентричных столкновениях были бы более заметно выражены максимумы в распределениях.

Вычисленное выше угловое распределение не зависит от энергии столкновения. Однако при малых энергиях рассмотренная здесь простая форма теории перестает быть справедливой по следующим причинам: во-первых, сплющивание объема V больше не является ясно выраженным и, во-вторых, частицы уже недопустимо считать крайне релятивистскими в системе центра масс.

К статьям 127—129

Одной из теоретических проблем, которыми занимался Ферми в пятидесятых годах, была проблема неустойчивости поверхности раздела двух жидкостей, когда более тяжелая из них ускоряется более легкой (тэйлоровская неустойчивость). Ввиду важности этой задачи для имплозийного метода произведения атомного взрыва, она была довольно подробно изучена в Лос-Аламосе, главным образом Джоном фон Нейманом. Ферми считал, что ему надо ближе познакомиться с этим предметом; приводимые здесь три статьи свидетельствуют о его деятельности в этом направлении.

Статья 127 представляет собой выдержки из лекции в Лос-Аламосе, прочитанной Ферми в сентябре 1951 г. В статье 128 Ферми обсуждает тэйлоровскую неустойчивость на границе раздела несжимаемой жидкости и вакуума. Статья была написана в сентябре 1951 г. в Лос-Аламосе. Почти двумя годами позже, в августе 1953 г., в Лос-Аламосе Ферми снова занялся тэйлоровской неустойчивостью. Совместно с Дж. фон Нейманом он рассмотрел более сложный случай границы между двумя несжимаемыми жидкостями (статья 129).

Г. Андерсон

127

О ТЭЙЛОРОВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ *

Тэйлоровской неустойчивостью называется неустойчивость поверхности раздела двух жидкостей, когда более тяжелое вещество приводится в ускорение более легким. Она традиционно иллюстрируется на примере неустойчивости поверхности раздела между воздухом и водой, когда чаша с водой повернута дном вверх. В адекватности этого примера можно убедиться, если представить, что чаша находится в лифте, в котором отсутствует тяготение. Если бы лифт двигался ускоренно по направлению, которое соответствует вектору, проведенному от закрытого конца чаши к ее открытому концу, то поверхность была бы устойчива. Такое ускорение соответствует гравитационному полю, направленному противоположно (к закрытому концу, или дну чаши). Если бы лифт двигался ускоренно по направлению вектора, проведенного от поверхности жидкости к закрытому концу чаши, то поверхность была бы неустойчива. Этот случай соответствует гравитационному полю, направленному к открытому концу чаши, т. е. соответствует чаше, повернутой дном вверх.

Рассмотрим теперь устойчивую жидкость со стоячей волной, показанной на рис. 1. Будем решать эту задачу приближенно, чтобы проиллюстри-

---

* *On Taylor Instability.* (Выдержки из лекции, прочитанной осенью 1951 г. в Лос-Аламосской научной лаборатории).

ровать природу уравнений. Амплитуда представляется величиной a. Тогда скорость изменения амплитуды есть $\dot{a}$. По порядку величины $\dot{a}$ есть скорость вещества, перетекающего от впадины волны к ее гребню. Ясно, что при рассмотрении движения жидкости от впадины к соседнему гребню (как показано на рисунке) мы не должны принимать, что движется вся жидкость, а должны рассматривать жидкость на глубинах порядка одной длины волны — несомненно, не больше. Тогда объем жидкости, дчаствующий в движении, по порядку величины равен λ^2, а кинетическая энергия —

$$T \approx \rho\lambda^2\dot{a}^2.$$

Потенциальная энергия может быть представлена как вес смещенной жидкости, умноженный на расстояние смещения. В приближении, аналогичном использованному выше, объем смещенной жидкости составляет

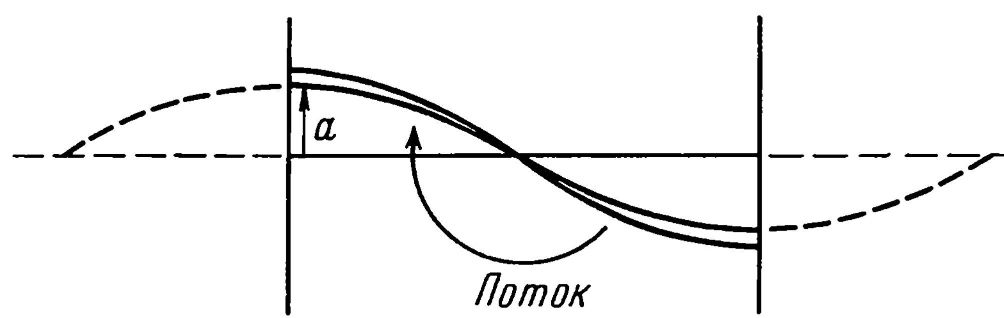


Рис. 1. Профиль поверхности жидкости. Задача трактуется в двух измерениях. Рассматриваемая жидкость простирается в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка, на единичную длину

λa. Его центр тяжести смещается на расстояние, приблизительно равное a. Следовательно, потенциальная энергия есть $U \approx \rho g\lambda a^2$, где ρ — плотность, g — ускорение силы тяжести. Итак, мы видим, что

$$\text{масса} = \rho\lambda^2,$$

постоянная восстанавливающей силы $=\rho g\lambda$

и, следовательно, уравнение движения жидкости имеет вид

$$\rho\lambda^2\ddot{a} = -\rho g\lambda a,$$

$$\ddot{a} = -\frac{ga}{\lambda}.$$

При выводе этого уравнения мы пренебрегали многими коэффициентами. В нашем случае, поскольку он касается волн, недостающие коэффициенты составляют, конечно, 2π, так что правильное уравнение имеет вид

$$\ddot{a} = -\frac{2\pi}{\lambda} ga, \tag{1}$$

а его решение,

$$a = a_0 \cos\sqrt{\frac{2\pi g}{\lambda}}\, t, \tag{2}$$

есть периодическое колебание с частотой

$$\omega = 2\pi\nu = \sqrt{\frac{2\pi g}{\lambda}}. \qquad (2')$$

Этот случай гравитационных волн в жидкостях и соответствует устойчивой поверхности, или чаше правильной стороной вверх.

Нестабильным случаем является тот, когда ускорение направлено в обратном направлении — когда чаша повернута дном вверх. В этом случае ускорение всего объема вещества (или силы тяжести — во взятом нами примере) более не действует как восстанавливающая сила, а действует в сторону увеличения любых существующих смещений. Тогда уравнение для волнообразного возмущения поверхности выглядит так же, как и прежде, за исключением того, что знак «возвращающей» силы изменяется на обратный:

$$\ddot{a} = \frac{2\pi}{\lambda} g a. \qquad (3)$$

Решение его имеет вид

$$a = a_0 \cos \sqrt{-\frac{2\pi g}{\lambda}}\, t,$$

или

$$a_0 e^{\sqrt{\frac{2\pi g}{\lambda}}\, t}.$$

Итак, амплитуда возмущения будет экспоненциально расти со временем, что и составляет тэйлоровскую неустойчивость. Можно также видеть, что коэффициент при времени в экспоненте обратно пропорционален $\lambda^{1/2}$; амплитуда волн с малой длиной волны будет нарастать быстрее, чем амплитуда длинных волн.

См. вводные замечания к статье 127

128

ТЭЙЛОРОВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ*

Попытаемся обсудить в очень упрощенной форме задачу роста первоначальной ряби на поверхности несжимаемой жидкости в присутствии ускорения g, направленного снаружи внутрь жидкости.

Модель явления — тяжелая жидкость, занимающая в момент $t = 0$ область пространства выше плоскости $z = 0$. Известно, что это — состояние неустойчивого равновесия. Любая, самая ничтожная рябь, появившаяся на поверхности в начальный момент времени, возрастает по амплитуде — сначала экспоненциально, а затем, когда ее амплитуда становится сравнимой с длиной волны, по более сложному закону.

Будем рассматривать случай, когда в начальный момент времени существует синусоидальная рябь малой амплитуды и длины волны λ. На первой стадии эта амплитуда будет возрастать экспоненциально, по закону

$$\exp \sqrt{\frac{2\pi g}{\lambda}}\, t. \tag{1}$$

Этот экспоненциальный закон, однако, будет нарушен, когда амплитуда станет сравнима с $\bar{\lambda} = \lambda/2\pi$. Мы намереваемся обсудить, что происходит на последующей стадии.

Это можно сделать, сильно схематизируя форму волны, как это показано на рис. 1.

Вместо профиля волны, изображенного плавной кривой, будет рассматриваться профиль вида ABCDEFGHIJ.

Из симметрии задачи ясно, что точки в максимуме и минимуме волны движутся в вертикальных направлениях. На рис. 2 изображена в принятых обозначениях полуволна, от максимума до соседнего минимума. Первоначальный уровень жидкости указан линией OO′. Поскольку жидкость несжимаема, то ее количество ниже плоскости OO′, т. е. CO′ED, должно быть равно количеству жидкости ABCO, «недостающему» выше этой плоскости. Это условие сразу же приводит к соотношению

$$b = \frac{ax}{1 - x}\,. \tag{2}$$

---

* *Taylor Instability of an Incompressible Liquid.* Часть 1 документа AECU-2979 (4 сентября 1951 г.).

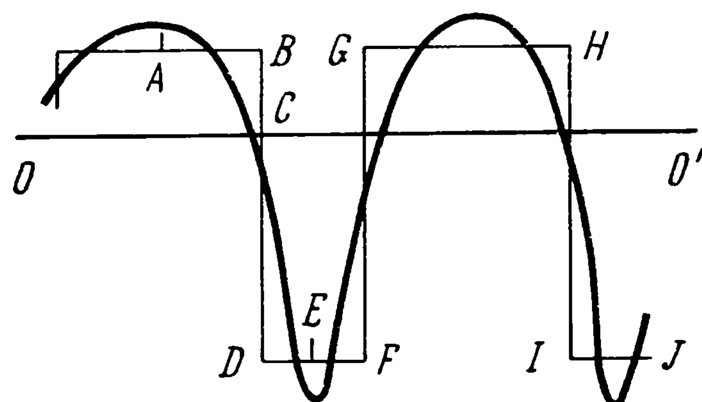


Рис. 1

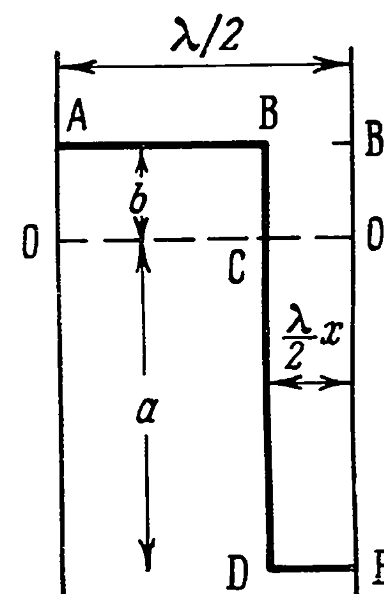


Рис. 2

Итак, наш схематический профиль волны характеризуется двумя параметрами a, x. Задача состоит в том, чтобы определить, как они меняются со временем.

Упрощенная таким образом задача в принципе может быть решена, если найти кинетическую энергию T и потенциальную энергию U жидкости, содержащейся в границах OA и O′E, как функции от a, x, $\dot{a}$, $\dot{x}$:

$$T = T(a, x, \dot{a}, \dot{x}),$$
$$U = U(a, x).$$

Затем можно записать уравнения Лагранжа

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial \dot{x}} - \frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{\partial U}{\partial x}, \qquad \frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial \dot{a}} - \frac{\partial T}{\partial a} = -\frac{\partial U}{\partial a}, \tag{3}$$

которые описывают закон изменения параметров волны a, x.

Потенциальную энергию U можно найти немедленно. Она обусловлена тем, что жидкость, первоначально находившаяся в ABCO [вес на единицу длины, перпендикулярную плоскости чертежа, есть $\rho g \frac{\lambda}{2} b(1-x)$, высота центра тяжести есть $b/2$], перемещается в более низкое положение CDEO′ с центром тяжести на высоте $-a/2$.

В дальнейшем будут использованы следующие единицы: единица длины $\lambda/2$, единица ускорения g, единица плотности ρ.

Тогда потенциальная энергия будет

$$U = -\frac{1}{2}\frac{a^2 x}{1-x}. \tag{4}$$

Вычисление кинетической энергии более затруднительно. В принципе, оно может быть выполнено для заданного движения профиля жидкости, если решить задачу Дирихле. Вместо этого мы прибегли к гораздо

более приближенному методу, который соответствует грубому приближению, выбранному для профиля волны.

Когда амплитуда волны очень велика, то очевидно, что кинетическая энергия обусловлена главным образом вертикальной составляющей скорости жидкости внутри области BDEB′. Соответствующую кинетическую энергию легко вычислить, предположив, что вертикальная составляющая скорости постоянна во всех горизонтальных сечениях BDEB′. Тогда эта часть кинетической энергии будет:

$$T_1 = \frac{a^3\dot{x}^2}{6x(1-x)}. \tag{5}$$

Для малых и не очень больших амплитуд волны становятся существенными дополнительные члены в кинетической энергии. Одним из них является кинетическая энергия, обусловленная горизонтальной составляющей движения жидкости BDEB′. Эта часть кинетической энергии приближенно выражается следующим образом:

$$T_2 = \frac{ax\dot{x}^2}{6(1-x)}. \tag{6}$$

Наконец, надо оценить кинетическую энергию, обусловленную движением жидкости выше линии AB′. Приближенное выражение для этой части кинетической энергии имеет вид:

$$T_3 = \frac{\pi}{4}\frac{a^2\dot{x}^2}{(1-x)^2} + \frac{\pi}{2}\frac{ax\dot{a}\dot{x}}{1-x} + \frac{\pi}{4}x^2\dot{a}^2. \tag{7}$$

Кинетическая энергия есть сумма трех членов (5), (6), (7):

$$T = T_1 + T_2 + T_3. \tag{8}$$

Как отмечалось, при больших амплитудах основным является первый член. При малых амплитудах необходимо рассматривать все три члена.

Используя выражения (4) и (8) для потенциальной и кинетической энергии, можно записать уравнения Лагранжа (3). Это позволяет выразить вторые производные по времени от x и a через x, a, $\dot{x}$, $\dot{a}$. Получим

$$\ddot{x} = \frac{ED - FB}{AD - BC}, \qquad \ddot{a} = \frac{AF - EC}{AD - BC}, \tag{9}$$

где

$$\left.\begin{aligned} A &= \frac{a^2}{3y} + \frac{y}{3} + \frac{\pi}{2}a, \qquad & D &= a + \frac{\pi}{2}y, \\ B &= \frac{a}{2} + \frac{\pi}{2}y, \qquad & C &= \frac{a^2}{2y} + \frac{\pi}{2}a, \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

$$\left.\begin{aligned} E &= \frac{a}{2} - \frac{\dot{a}^2}{2} - \frac{(4x-1)a^2\dot{x}^2}{6y^2} - \frac{a\dot{a}\dot{x}}{y} - \frac{\dot{x}^2}{6} - \frac{y\dot{x}\dot{a}}{3a} - \frac{\pi xy\dot{a}^2}{2a} - \frac{\pi ax\dot{x}^2}{2y} - \pi\dot{x}\dot{a}, \\ F &= a - \frac{\dot{a}^2}{2} + \frac{(1-2x)a^2\dot{x}^2}{2y^2} - \frac{a\dot{x}\dot{a}}{y} + \frac{\dot{x}^2}{6} - \pi\frac{y\dot{x}\dot{a}}{x} \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

и

$$y = x(1-x). \qquad (12)$$

Численное интегрирование этих уравнений было проделано Мириам Колдуэлл. Были выбраны следующие начальные условия, соответствующие волне очень малой амплитуды: $a = 0{,}01$; $\dot{a} = 0{,}0177$; $x = 0{,}5$; $\dot{x} = 0$. Результаты численного интегрирования приведены в табл. I.

Таблица I

t	a	b	x	t	a	b	x
0,0	0,0100	0,0100	0,500	2,0	0,584	0,115	0,165
0,5	0,0243	0,0228	0,484	2,5	1,218	0,144	0,106
1,0	0,0623	0,0468	0,427	3,0	2,195	0,170	0,072
1,5	0,192	0,083	0,303				

В четырех графах таблицы указываются соответственно время в единицах $\sqrt{\lambda/2g}$, амплитуды a и b волны ниже и выше первоначальной поверхности жидкости в единицах $\lambda/2$ и величина x, являющаяся мерой асимметрии волны ($x = 0{,}5$ соответствует симметричной волне). Значения $x < 0{,}5$ соответствуют волне, у которой полуволна, расположенная ниже первоначальной поверхности жидкости, более узка, чем полуволна, расположенная выше этой поверхности. Из рассмотрения таблицы видно, что вплоть до $t = 1$ значения амплитуд a и b довольно близки и они возрастают приблизительно экспоненциально с периодом, не сильно отличающимся от вычисленного по корректной гидродинамической теории для волн с малой амплитудой

$$T = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi g}} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} = 0{,}56 \text{ (в наших единицах).} \qquad (13)$$

Уже при $t = 1$ развивается заметная асимметрия волны, которая с течением времени становится все более и более выраженной. Так, при $t = 3$ величина b составляет менее $0{,}1a$.

Асимптотическое поведение a, b и x для больших значений времени найдем из рассмотрения уравнений (9). Получим, что a возрастает пропорционально квадрату времени, b — пропорционально корню квадратному из времени, а x — обратно пропорционально времени в степени 3/2.

Говоря точнее, предельные выражения имеют следующий вид:

$$a \to \frac{4}{7}(t - 1{,}04)^2, \tag{14}$$

$$b \to 0{,}12\,(t - 1{,}04)^{1/2}, \tag{15}$$

$$x \to 0{,}21\,(t - 1{,}04)^{-3/2}. \tag{16}$$

Иными словами, нижняя часть волны падает, двигаясь с равномерным ускорением, равным $(8/7)g$. Верхняя полуволна растет гораздо более медленно и ее скорость уменьшается со временем.

Представляет интерес сравнить результаты этого грубого приближения с экспериментальными результатами Льюиса [1], а также с результатами Тэйлора [2] и Тейлора и Дэвиса [3]. Настоящая теория, по-видимому, правильно отражает одну особенность экспериментальных результатов, а именно, быстрое сужение полуволны тяжелой жидкости в вакууме и расплывание полуволны, вдающейся в тяжелую жидкость. Однако настоящая теория не может объяснить экспериментальные результаты, согласно которым фронт волны, вдающейся в тяжелую жидкость, движется с постоянной скоростью. Вместо этого, согласно настоящей теории, ожидается, что смещение пропорционально корню квадратному из времени.

---

[1] D. J. Lewis. Proc. Roy. Soc. (London), 1950, 202A, 81.
[2] G. I. Taylor. Proc. Roy. Soc. (London), 1950, 201A, 192.
[3] Taylor, Davies. Proc. Roy. Soc. (London), 1950, 200A, 375.

См. вводные замечания к статье 127

129

ТЭЙЛОРОВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НА ГРАНИЦЕ ДВУХ НЕСЖИМАЕМЫХ ЖИДКОСТЕЙ *

(Совместно с Дж. фон Нейманом)

В предыдущей заметке «Тэйлоровская неустойчивость несжимаемой жидкости» [1] один из нас рассмотрел тэйлоровскую неустойчивость на поверхности раздела между несжимаемой жидкостью и вакуумом, используя очень упрощенную модель: принималось, что во все моменты времени поверхность раздела может быть изображена поверхностью вида, показанного на рис. 1.

Вертикальные линии OA и O′A′ представляют следы плоскостей симметрии и находятся на расстоянии половины длины волны.

В ранее рассмотренном случае с помощью этой модели удалось правильно отразить по крайней мере некоторые черты тэйлоровской неустойчивости. В частности, было найдено, что тяжелая жидкость проникает в вакуум в виде выступа, который по мере развития явления становится все у́же. Фронт этого выступа движется с равномерным ускорением, которое, как очевидно, должно бы быть равно ускорению силы тяжести g, но которое вследствие грубости модели оказывается равным $(8/7)g$. Менее правильно отображается движение вакуумного пузырька вверх, в жидкость. Согласно результатам Тэйлора, этот пузырек должен двигаться вверх с постоянной (в пределе) скоростью. Использованная модель не смогла правильно передать эту особенность; смещение верхней границы пузырька асимптотически пропорционально $\sqrt{t}$.

В качестве вклада в рассмотрение тэйлоровской неустойчивости на границе двух жидкостей с различными плотностями ρ и σ $(\rho > \sigma)$ мы попытались исследовать аналогичную модель в этом более сложном случае. Обозначения незначительно отличаются от использованных в предыдущей заметке; они ясны из рис. 1.

Чтобы записать уравнения Лагранжа для этой системы, необходимо выразить кинетическую энергию системы как функцию от параметров x и y (характеризующих положение системы) и их временны́х производных $\dot{x}$ и $\dot{y}$. Это было сделано с помощью, по существу, той же самой процедуры, что и в предыдущей заметке. В данном случае нас интересовало

---

* *Taylor Instability at the Boundary of two Incompressible Liquids.* (With J. von Neumann. Часть 2 документа AECU-2979 (19 августа 1953 г.).

[1] Статья 128.— *Прим. ред.*

главным образом описание поздних стадий явления, и поэтому был сохранен только один из трех использовавшихся ранее членов кинетической энергии. Этот член представляет кинетическую энергию вертикальных движений в двух каналах длиной $x+y$, по которым тяжелая жидкость с плотностью ρ движется вниз, а легкая жидкость плотности σ движется вверх. Выражение для этой кинетической энергии состоит из двух членов, аналогичных выражению (5) предыдущей заметки (переписанному с учетом новых обозначений). Выражение для кинетической энергии имеет вид

$$T = \frac{\lambda}{6}\left(\rho + \sigma\frac{y}{x}\right) y\dot{x}^2 + \frac{\lambda}{6}\left(\sigma + \rho\frac{x}{y}\right) x\dot{y}^2 + \frac{\lambda}{6}(\rho x + \sigma y)\,\dot{x}\dot{y}. \qquad (1)$$

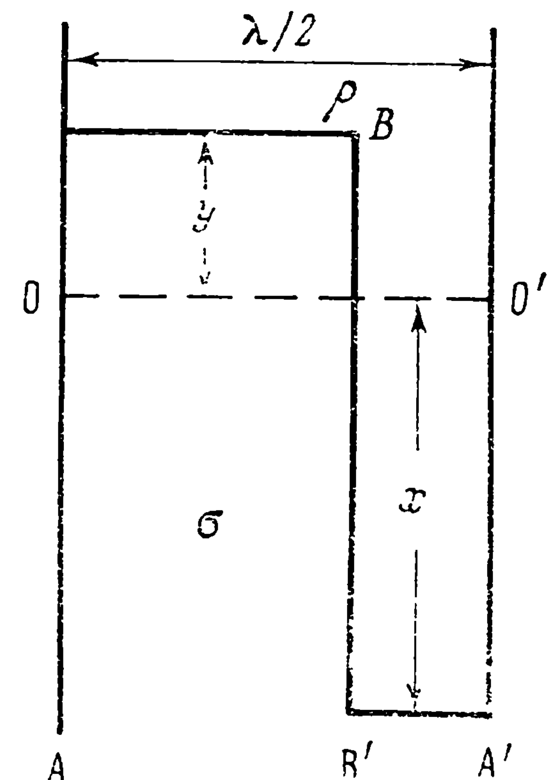


Рис. 1

Потенциальная энергия U есть

$$U = -\frac{\lambda(\rho-\sigma)}{2}\,gxy. \qquad (2)$$

Уравнения Лагранжа, соответствующие выражениям (1) и (2), можно записать сразу. Одно из них есть

$$\left(2\rho y + 2\sigma\frac{y^2}{x}\right)\ddot{x} + (\rho x + \sigma y)\,\ddot{y} - \sigma\frac{y^2}{x^2}\dot{x}^2 + \left(2\rho + 4\frac{\sigma y}{x}\right)\dot{y}\dot{x} - 2\rho\frac{x}{y}\dot{y}^2 - 3g(\rho-\sigma)\,y = 0. \qquad (3)$$

Второе уравнение Лагранжа можно получить, поменяв местами в уравнении (3) x и y, а также ρ и σ во всех членах, кроме последнего. Но вместо двух уравнений Лагранжа можно использовать уравнение (3) и энергетическое условие

$$T + U = 0. \qquad (4)$$

Полная энергия положена равной нулю, так как предполагается, что в начальном состоянии система обладает нулевой скоростью и имеет плоскую горизонтальную поверхность раздела. Соответствующим выбором масштабов x, y и t можно изменить форму уравнений (3) и (4) таким образом, чтобы из них исчезли ρ, σ и g. Это достигается с помощью следующего преобразования:

$$\xi = \rho x, \qquad \eta = \sigma y, \qquad \tau = \sqrt{3g(\rho-\sigma)}\,t. \qquad (5)$$

В этих новых координатах уравнения (4) и (3) принимают вид:

$$\left(1+\frac{\eta}{\xi}\right)\frac{\dot{\xi}^2}{\xi}+\left(1+\frac{\xi}{\eta}\right)\frac{\dot{\eta}^2}{\eta}+\left(\frac{1}{\xi}+\frac{1}{\eta}\right)\dot{\xi}\dot{\eta}=1, \qquad (6)$$

$$\left(2+2\frac{\eta}{\xi}\right)\ddot{\xi}+\left(1+\frac{\xi}{\eta}\right)\ddot{\eta}-\frac{\eta\dot{\xi}^2}{\xi^2}+\left(\frac{2}{\eta}+\frac{4}{\xi}\right)\dot{\xi}\dot{\eta}-2\frac{\xi\dot{\eta}^2}{\eta^2}=1. \qquad (7)$$

Точки в этих уравнениях обозначают производные по τ. Воспользовавшись свойствами подобия этих уравнений, можно свести их к уравнениям первого порядка. Соответствующее преобразование имеет следующий вид:

$$\left.\begin{aligned} &\xi=e^{2s+2q}, && \eta=e^{2s-2q},\\ &4p=\frac{\dot{\xi}}{\sqrt{\xi}}+\frac{\dot{\eta}}{\sqrt{\eta}}, && r=\frac{dq}{ds}. \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Применив его, получим следующее уравнение первого порядка:

$$r\frac{dr}{dq}=(3+r^2)\left(\operatorname{th}2q-\frac{5}{3}r\right) \qquad (9)$$

и дополнительные уравнения

$$\left.\begin{aligned} &\dot{s}=\frac{e^{-s}}{\sqrt{8(3+r^2)\operatorname{ch}2q}}, && \frac{\dot{\xi}}{\sqrt{\xi}}=\frac{e^{q}(1+r)}{\sqrt{2(3+r^2)\operatorname{ch}2q}},\\ &\frac{\dot{\eta}}{\sqrt{\eta}}=\frac{e^{-q}(1+r)}{\sqrt{2(3+r^2)\operatorname{ch}2q}}, \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

которыми можно воспользоваться при переходе от решения уравнения (9) к решению нашей физической задачи.

При выборе решения уравнения (9), соответствующего реальному случаю, надо знать начальные значения q и r. Они находятся следующим образом. Известно, что до тех пор пока амплитуда возмущения мала, волна имеет синусоидальную форму и экспоненциально возрастающую амплитуду. Эта стадия явления не отражается в нашем подходе, который описывает только позднейшие стадии движения. Фактически мы можем принять, что правильные начальные условия нашей задачи соответствуют тому моменту времени, когда экспоненциальное решение ранней стадии перестает быть справедливым. В этот момент имеем приближенно $x=y$ и $dx/dt=dy/dt$. Используя равенства (5) и (8), видим, что такая ситуация соответствует

$$q=\frac{1}{4}\ln\frac{\rho}{\sigma}, \qquad r=0. \qquad (11)$$

На рис. 2 показана форма решения уравнения (9), соответствующего этим начальным условиям.

Начальной точкой является P; стрелка указывает направление возрастания времени. С ростом времени q становится положительно бесконечным, а r сходится к значению 3/5. Теперь нетрудно найти следующие асим-

птотические выражения:

$$x \to \frac{1}{2}\frac{8}{7} g \frac{\rho - \sigma}{\rho} t^2, \qquad y \sim t^{1/2}. \qquad (12)$$

Первое из этих уравнений говорит о том, что тяжелая жидкость движется внутрь легкой равномерно ускоренным образом, как было найдено и для случая $\sigma = 0$. Ускорение равно $(8/7)\ [g(\rho - \sigma)]/\rho$. Множитель 8/7, стоящий впереди этого выражения, в более корректной теории, по-видимому,

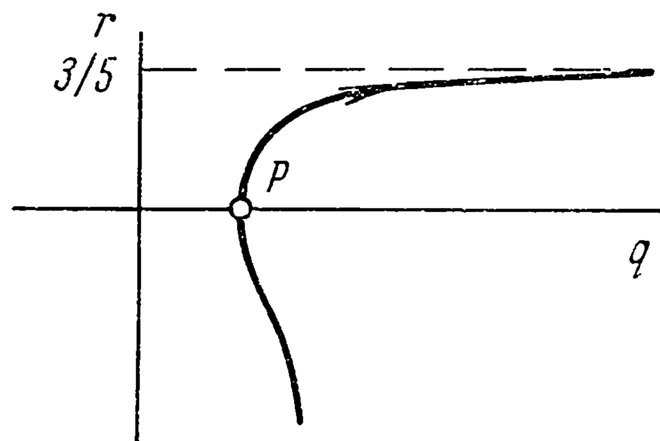


Рис. 2.

будет отсутствовать, так как точно такой же множитель был получен в случае $\sigma = 0$, когда следовало бы ожидать свободного падения с ускорением g. Поэтому мы можем предположительно заключить, что тяжелая жидкость должна проникать в легкую с ускорением

$$g \frac{\rho - \sigma}{\rho}. \qquad (13)$$

Как и раньше, мы видим, что пузырек легкой жидкости поднимается в тяжелую жидкость более медленно. То, что высота этого пузырька пропорциональна $\sqrt{t}$, а не t, обусловлено, вероятно, неточностью модели.

Выводы

Из проведенного обсуждения следует, по-видимому, что характеристики тэйлоровской неустойчивости на границе раздела двух жидкостей с различными плотностями аналогичны характеристикам неустойчивости на границе жидкости и вакуума. Основное различие состоит в том, что согласно формуле (13) ускорение (описывающее падение тяжелой жидкости в легкую) уменьшается в $(\rho - \sigma)/\rho$ раз. Существует также еще одно явление, которым здесь полностью пренебрегалось, но которое может в некоторых случаях играть очень важную роль. Можно ожидать, что вдоль всей линии BB′ (рис. 1) разовьется гельмгольцевская неустойчивость, так как по одной стороне этой границы тяжелая жидкость движется вниз, а по противоположной ее стороне легкая жидкость движется вверх. Эта неустойчивость может, по-видимому, привести к дальнейшему перемешиванию и, в частности, может разрушить выступ тяжелой жидкости как только он станет достаточно тонок.

К статье 130

Запуск синхроциклотрона в Чикаго послужил поводом для созыва там Международной конференции по ядерной физике и физике фундаментальных частиц. Она проходила с 17 по 22 сентября 1951 г. в Институте ядерных исследований и была организована в рамках совместной программы по ядерной физике Управления военно-морских исследований и Комиссии по атомной энергии. Труды конференции готовились аспирантами-физиками Чикагского университета.

В конференции участвовало около 200 ученых, в их числе 40 из других стран. На ней обсуждались и теоретические, и экспериментальные вопросы — от устройства ускорителя до распространенности элементов в космосе и фотоядерных реакций.

Ферми живо интересовался конференцией; на первом ее заседании он выступил с докладом (статья 130) и участвовал в дискуссиях. Конференция почти совпала с его пятидесятилетием (29 сентября 1951 г.), что позволило нескольким его старым друзьям в неофициальной обстановке отпраздновать это событие.

Г. Андерсон

130

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ *

Э. Ферми представил следующий список из 21 элементарной частицы.

e	электрон	μ^+	положительный мюон
e^+	позитрон	G	гравитон
P	протон	V^+	положительная V-частица
$\overline{P}$	антипротон	V^-	отрицательная V-частица
N	нейтрон	V^0	нейтральная V-частица
$\overline{N}$	антинейтрон	τ^+	положительный τ-мезон
γ	фотон	τ^-	отрицательный τ-мезон
π^+	положительный пион	k^+	положительный k-мезон
π^-	отрицательный пион	k^-	отрицательный k-мезон
π^0	нейтральный пион	ν	нейтрино
μ^-	отрицательный мюон		

Ферми высказал убеждение в существовании антинуклонов. Во время дискуссии он охарактеризовал V-, k- и τ-частицы.

---

* *Fundamental Particles.* Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics and the Physics of Fundamental Particles. The University of Chicago (September 17 to 22, 1951).

С общей точки зрения, хотя бы некоторые из 21 частицы должны быть далеки от элементарности. Требование элементарности частицы состоит в том, что она не должна иметь структуры. По-видимому, некоторые из перечисленных частиц не являются объектами, лишенными структуры; у них может быть даже некоторая геометрическая структура, если только геометрия имеет какой-то смысл в столь малых областях.

Фундаментальные частицы легче всего различать по заряду, массе и спину. В опытах на циклотроне недавно был определен спин положительного пиона. При этом был использован принцип детального равновесия; поэтому полученный результат совершенно не зависит от представлений об участвующих здесь типах взаимодействия. Использовалась реакция

$$\pi^+ + D \rightleftarrows P + P, \tag{1.1}$$

$$(2I_\pi + 1)(2I_P + 1)\, p_1^2 \sigma_{\rightarrow} = (2I_P + 1)\, p_2^2 \sigma_{\leftarrow} \times \frac{1}{2}, \tag{1.2}$$

$$3\,(2I_\pi + 1)\, p_1^2 \sigma_{\rightarrow} = 2 p_2^2 \sigma_{\leftarrow}.$$

Множитель 1/2 в правой части уравнения (1.2) появляется вследствие тождественности протонов (обмен протонов не приводит к новому состоянию). Результаты экспериментов показывают, что $2I_\pi + 1 \approx 1$, т. е. $I_\pi = 0$. Так как π^+ и π^- считаются аналогичными частицами, то обе они должны иметь нулевой спин.

Недавние результаты указывают на псевдоскалярность пиона. Четность частицы является одной из самых фундаментальных характеристик. Определив четность, мы тем самым уменьшили примерно вдвое число возможных типов взаимодействий. Следует отметить, что вопрос о том, является ли пион истинным скаляром или псевдоскаляром, не имеет смысла для пиона самого по себе. Он имеет смысл только в связи со взаимодействиями с другими частицами, например, в процессе $P \rightleftarrows N + \pi^+$. Как только четность нуклона [1] выбрана, четность пиона определится из эксперимента. Аналогично обстоит дело с различением правого и левого. Если бы вы попали на другую планету и забыли, где право, а где лево, то не нашлось бы эксперимента для ответа на этот вопрос. Четность является на самом деле относительной четностью.

В недавней статье Янга и Тиомно (Phys. Rev., 1950, 79, 495) частицы со спином 1/2 разбиваются на 4 класса [2]. Два из этих классов можно проиллюстрировать следующей моделью. Представим частицу со спином 1/2 как систему двух тел, образованную двумя субчастицами, одна из которых имеет внутренний спин $I = 1/2$, а другая $I = 0$, и между которыми действуют центральные силы. Тогда состояния этой системы могут классифицироваться как $S_{1/2}$, $P_{1/2}$, $P_{3/2}$, $D_{3/2}$, $D_{5/2}$ и т. д. Заметьте, что

[1] Здесь, по-видимому, Ферми имел в виду относительную четность протона и нейтрона. Если четности протона и нейтрона одинаковы, как теперь общепринято, то четность пиона абсолютна, т. е. не зависит от четности нуклона. — *Прим. ред.*

[2] Этому в просу было посвящено специальное заседание.

оба первых состояния имеют спин 1/2, но различные четности. В нашем неведении мы назвали бы частицей со спином 1/2 эти две различные элементарные частицы. Было бы очень полезно иметь некоторую простую модель, подобную описанной, для истолкования большего числа классов «частиц».

Перечисленные 21 «фундаментальная частица» могут превращаться одна в другую различными путями. Вот некоторые из них

$$e \rightleftarrows e + \gamma, \qquad N \rightleftarrows P + e + \nu, \qquad \mu \rightleftarrows e + 2\nu,$$
$$P \rightleftarrows N + \pi^+, \qquad N \rightleftarrows P + \mu + \nu, \qquad \pi^0 \rightleftarrows 2\gamma.$$

и т. д.

Вследствие законов сохранения импульса и энергии первые две реакции могут происходить, конечно, только в присутствии других частиц. Свободные электрон, фотон или нуклон могут находиться в четко выделенном определенном состоянии. Для пиона это не строго верно, так как он спонтанно распадается: $\pi \rightarrow \mu + \nu$. Таким образом, состояние пиона определяется не так четко, как состояние электрона в аналогичной ситуации.

Теоретические исследования можно вести двумя путями. 1) Собирать экспериментальные данные, изучать их, выдвигать гипотезу, предсказывать и проверять результаты. 2) Угадывать; если природа добра, а угадывающий умен, можно добиться успеха. Рекомендуемая мной программа лежит ближе к первому направлению. Желательно так представить экспериментальные данные, чтобы наиболее четко выявились те особенности, которые связаны со взаимодействиями фундаментальных частиц, происходящих при «контакте», т. е. в пределах примерно 10^{-13} *см*. Это можно сделать, предположив, что квантовая механика справедлива вне «контактной» области (я почти не сомневаюсь, что это так и есть), и используя ее для того, чтобы удалить из рассмотрения те явления, которые не связаны с происходящим внутри «контактного» объема. Результатом будет концентрированное выражение экспериментальных фактов, в котором, может быть, более ясно обнаружится природа фундаментальных взаимодействий между частицами. Эта программа неприменима к реакции $P \rightleftarrows N + \pi^+$, так как здесь в контакте находится слишком много других нуклонов. (На заседании, посвященном мезонной теории, Ферми заметил, что реакции с рождением элементарных частиц не самым лучшим образом подходят для изложенной программы, так как в рассмотрение обязательно входят частицы с малыми длинами волн. Подходящей для этих целей реакцией он считает рассеяние пионов с довольно низкой энергией на нуклонах. Ферми сказал: «В области, соответствующей размерам 10^{-13} *см*, заключены львы, которые съедят нас, если мы попадем внутрь нее. В реакции типа образования мезона имеется по крайней мере одна частица с длиной волны меньше 10^{-13} *см*, так что здесь встреча со львами неизбежна».)

Многие из возможных реакций не являются независимыми. При решении вопроса о том, какие же реакции являются первичными, допустима

некоторая свобода выбора. Так, реакция $\pi^+ \to \mu^+ + \nu$ может считаться первичной, либо может рассматриваться как следствие второго порядка из «первичных» реакций

$$\pi^- \to N + \bar{P},$$
$$N' + \bar{P} \to \mu + \nu \qquad (\text{из } N \to P + \mu + \nu).$$

Проводившиеся (при легком мошенничестве с бесконечностями) вычисления, основанные на этих двух независимых взаимодействиях

$$\pi^- \to N + \bar{P} \to \mu + \nu,$$

дают правильный ответ. Аргументы такого типа справедливы, по-видимому, в 80% случаев, так что в этом подходе должны содержаться элементы истины. Предыдущий пример не так хорош, как кажется на первый взгляд, так как из последовательности $\pi^- \to N + \bar{P} \to e + \nu$ для электронного распада вытекает почти та же самая величина константы распада. Но этот распад никогда не наблюдался.

Число основных звеньев при образовании мезонов может быть равно трем. Один из возможных путей процесса $P_1 + P_2 \to P_3 + N + \pi^+$ выглядит так:

$$P_1 + P_2 \to P_1 + P_3 + \pi^0 \to P_4 + P_3 \to P_3 + N + \pi^+.$$

Надежды возлагаются на то, что число основных звеньев невелико, а большинство реакций являются процессами высшего порядка.

Так как существует сильное взаимодействие $P \rightleftarrows N + \pi^+$, то можно поставить вопрос о том, не является ли протон сложной частицей. Физический протон должен проводить заметную часть времени в состоянии $N + \pi^+$. Иначе обстоит дело для

$$P \to N + e + \nu$$

и

$$P \to N + \mu + \nu,$$

так как в этих случаях взаимодействия слабые. В этих состояниях протон находился бы только лишь 10^{-15} часть всего времени.

К статьям 131—140

О каждой из этих работ по отдельности довольно подробно говорится в вводных замечаниях Андерсона. Здесь я хотел бы сделать некоторые замечания об этом направлении в целом.

Фермиевское вторжение в пионную физику имело колоссальное значение для всех, работающих в этой области и вообще в области физики высоких энергий. В то время я работал с А. И. Мухиным с пионными пучками от синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований и должен сказать, что как постановка всех наших работ, так и последующие измерения поглощения и рассеяния положительных и отрицательных пионов были целиком внушены исследованиями Ферми. Более того, на развитии этой области физики сказались не только результаты работ Ферми, но и его подход, его определения и даже его крайне простые обозначения (скажем, для фазовых сдвигов) и т. д. До сих пор методы и подходы работ 131—140 доминируют в развитии физики так называемых барионных резонансов.

Кстати, когда в 1952 г. Ферми открыл (работа 132) резонанс пион-нуклонного взаимодействия в состоянии с изотопическим спином $^3/_2$ и полным моментом $^3/_2$, это была не только революция в физике высоких энергий того времени: главнейший раздел современной физики элементарных частиц — физика резонансов родилась именно тогда. Но это, вероятно, не было ясно и самому Ферми. В научной деятельности Ферми это не единственный случай, когда какая-то работа приобретала особое значение спустя много лет после ее выполнения.

Б. Понтекорво

К статьям 131 и 132

Большой синхроциклотрон в Чикаго начал работать весной 1951 г. Он мог ускорять протоны до 450 *Мэв*. С помощью таких протонов могло быть получено большое число π-мезонов. Машина строилась с идеей, что основным ее потребителем будет Ферми. Когда ускоритель был пущен в эксплуатацию, Ферми затратил очень много времени на освоение условий его эксплуатации, на трассировку пионных пучков и на измерение их энергии и интенсивности. Ферми очень гордился, по крайней мере, одним из своих изобретений. Это было «устройство на колесах»— тележка, на которой располагалась циклотронная мишень. Управляемая дистанционно тележка перемещалась вокруг полюса магнита под действием магнитного поля, оказываемым им на катушки, через которые мог пропускаться ток и к которым были присоединены колеса. Эта тележка была построена самим Ферми в его маленькой мастерской и исправно работала в течение многих лет.

Основными работами, проводившимися на циклотроне, были исследования взаимодействия пионов с протонами. Этой весьма трудоемкой задаче Ферми в течение нескольких лет посвящал бо́льшую часть своего времени, хотя ему и помогала небольшая группа. В эту группу постоянно входили Д. Нэгл и я; время от времени к нам присоединялись Е. Лонг, Г. Йодх и два молодых студента — Р. Мартин и М. Гликсман.

Трудность состояла в том, что на ускорителе проводилось очень много других экспериментов. Поэтому для каждого нашего опыта приходилось заново устанавливать

все оборудование, вести опыт непрерывно несколько дней и ночей, а затем снова убирать все оборудование. Перед каждым опытом было необходимо полностью проверить всю электронику, снова подобрать пионные пучки и прокалибровать их. Зато нас вознаграждали результаты.

В первой работе этой серии (статья 131) было измерено полное сечение отрицательных пионов на водороде. Отрицательные пионы, помимо обычного упругого рассеяния, могут также рассеиваться с изменением заряда. При этом отрицательный пион превращается в нейтральный, а протон — в нейтрон. Статья [Б249] сообщала неожиданный факт: сечение перезарядки оказалось в два раза больше сечения рассеяния.

В статье 132, сообщавшей о результатах измерения сечения для положительных пионов, содержался еще больший сюрприз. Сечение для положительных пионов оказалось гораздо выше, чем максимальное значение, найденное для отрицательных пионов. Сначала это казалось особенно удивительным, так как для положительных пионов возможно только упругое рассеяние. Бракнеровское объяснение предвосхитило этот результат буквально на несколько дней. Ферми прочитал препринт статьи Бракнера (K. A. Brueckner. Phys. Rev., 1952, 86, 106) именно в тот самый день, когда была найдена большая величина сечения. Бракнер проникся идеей о существенной роли изотопического спина в пион-нуклонном взаимодействии. Предположив, что доминирующее состояние обладает полным моментом импульса $^3/_2$ и изотопическим спином $^3/_2$, можно было сразу же объяснить все особенности экспериментов. Едва глянув на статью Бракнера, Ферми схватил ее суть. Он покинул экспериментальный зал, чтобы в своем кабинете самому разработать эту идею, и через 20 минут появился с радостным заключением: «Сечения должны относиться как 9 : 2 : 1». Ферми имел в виду отношение сечений процессов упругого рассеяния π^+, зарядово-обменного рассеяния π^- и упругого рассеяния π^-.

Несколькими месяцами позже, когда Ферми выступал в Нью-Йорке на собрании Американского физического общества, ему было чтó сказать. В его распоряжении были и факты, и объяснения, и заложенный в них важный принцип: в сильных взаимодействиях между пионом и нуклоном изотопический спин сохраняется. Таким образом, старая идея, до тех пор несколько подзабытая, вновь приобрела важное значение.

Г. Андерсон

131

ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ С ВОДОРОДОМ *

(Совместно с Г. Андерсоном, Е. Лонгом, Р. Мартином и Д. Нэглом)

Взаимодействие отрицательных пионов и протонов изучалось для пионов с энергией 85 *Мэв* Штейнбергером и сотрудниками [1] по измерению пропускания и для пионов с энергией 55 *Мэв* Шаттом и сотрудниками [2] с помощью непосредственного наблюдения пионных треков в камере Вильсона. В обеих работах были найдены удивительно низкие значения сечения в этой области энергий. Нами были проделаны измерения полного сечения до более высоких энергий.

Отрицательные пионы получались с помощью большого Чикагского циклотрона при падении ускоренных до 450 *Мэв* протонов на мишень, которая в некоторых опытах делалась из меди, а в некоторых — из бериллия. Отрицательные пионы заворачивались в рассеянном поле циклотрона и через каналы в 6-футовой стальной защите, отделяющей циклотрон, попадали в экспериментальный зал, где производились измерения. Для дальнейшего коллимирования и очищения пучка пионов служил поворачивающий магнит, установленный в экспериментальном зале. Таким способом получался узкоколлимированный пучок пионов, энергия которых была известна с точностью $\pm 3\%$. Помимо пионов пучок содержал также некоторое количество мюонов и электронов, обладающих тем же импульсом, что и пионы. Количество примесей было определено по кривым пробега. Примесь мюонов составляла от 5 до 10%, а примесь электронов была пренебрежимо мала для пучков с энергией выше 100 *Мэв*, но при понижении энергии быстро возрастала. Поэтому для измерений при низкой энергии производилось уменьшение энергии пучка 122 *Мэв* с помощью бериллиевых поглотителей. Используя различные каналы в защите, мы проделали измерения в энергетическом интервале от 80 *Мэв* до 230 *Мэв*.

Для мониторирования пионного пучка использовались два сцинтилляционных кристалла с сечением 1 кв. дюйм, располагавшихся на расстоянии около 1 *м* друг от друга. Число совпадений в этих двух счетчиках давало число частиц, попадающих в установку. После прохождения второго счетчика пионы попадают в камеру рассеяния — стеклянный цилиндр диаметром 3 дюйма и длиной $7^1/_2$ дюйма, закрытый медными окошками толщиной 0,005 дюйма. Камера была либо пуста, либо заполнялась жидким водородом. Частицы, не выведенные из пучка в результате рассеяния, регистрировались по совпадениям в двух жидкостно-сцинтилляционных счет-

---

* *Total Cross Section of Negative Pions in Hydrogen.* (With H. Anderson, E. Long, R. Martin and D. Nagle.) Phys. Rev., 1952, 85, 934.

[1] Chedester, Isaacs, Sachs, Steinberger. Phys. Rev., 1951, 82, 958.

[2] Shutt, Fowler, Miller, Thorndike, Fowler. Phys. Rev., 1951, 84, 1247.

Таблица I

Полные сечения взаимодействия отрицательных пионов с водородом

Энергетический интервал, *Мэв*	Сечение, 10^{-27} *см*^{2}	Энергетический интервал, *Мэв*	Сечение, 10^{-27} *см*^{2}
89 ± 8	21 ± 8	176 ± 6	66 ± 6
112 ± 6	31 ± 9	217 ± 6	60 ± 6
135 ± 6	52 ± 6		

чиках. Диаметр одного из них составлял 3 дюйма, а другого — 4 дюйма. В опыте одновременно регистрировалось как число двойных совпадений в первых двух счетчиках, так и число четверных совпадений во всех четырех счетчиках. Изменение величины отношения между числом четверных и двойных совпадений при наличии водорода в камере по сравнению с пустой камерой давало ослабление пучка, и отсюда вычислялось сечение.

В результаты вносился ряд поправок. Учитывались следующие эффекты:

1) Фон случайных совпадений (обычно он был не более 1%).

2) Угловое расхождение пучка, обусловленное геометрией, дифракционным рассеянием и π — μ-распадом. Многократное рассеяние в некоторых опытах компенсировалось с помощью эквивалентной алюминиевой фольги, а в некоторых — вычислялось. Эта поправка существенна только при малых энергиях.

3) Примесь мюонов и электронов к пучку. Было принято, что мюоны и электроны подвергаются только кулоновскому рассеянию и не испытывают специфического ядерного взаимодействия.

4) Поправка на рассеянные частицы, зарегистрированные в последних счетчиках. Эта поправка вычислялась исходя из предположения, что в системе центра инерции рассеяние изотропно. В зависимости от того, регистрируются или нет протоны отдачи, она составляла от 4 до 2%. Эта поправка увеличится, если рассеяние происходит преимущественно вперед, и уменьшится, если процессы зарядового обмена играют важную роль [3]. Результаты измерений собраны в табл. I.

Как видно из этих данных, выше 80 *Мэв* сечение быстро растет и при 150 *Мэв* достигает «геометрического» значения $\pi\,(\hbar/\mu c)^2$. Далее сечение, по-видимому, остается постоянным, но, может быть, и проходит через максимум. Результаты наших измерений не позволяют сделать выбор между этими возможностями.

Получена 21 января 1952 г.
Институт ядерных исследований, Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс

[3] Поскольку, как указывается в следующем письме (статья [Б249]), зарядово-обменные процессы очень важны, то кажется вероятным, что в значения сечений были внесены излишние (от 2 до 3%) поправки.

См. вводные замечания к статье 131

132

ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ С ВОДОРОДОМ *

(Совместно с Г. Андерсоном, Е. Лонгом и Д. Нэглом)

В предшествующем письме [1] сообщалось о результатах измерения полного сечения взаимодействия отрицательных пионов с водородом. Здесь мы хотим сообщить об аналогичных экспериментах с положительными пионами.

Эти эксперименты проводились, по существу, тем же методом и на том же оборудовании, что и эксперименты с отрицательными пионами. Основное различие между ними состояло в интенсивности, которая для положительных пионов была гораздо меньше, чем для отрицательных, и притом тем меньше, чем больше энергия пионов. Эта разница обусловлена тем обстоятельством, что из рассеянного магнитного поля циклотрона исходят положительные пионы, рассеянные в обратном направлении относительно протонного пучка, тогда как для отрицательных пионов это направление совпадает с направлением протонного пучка. Затруднения, возникающие из-за малой интенсивности, частично компенсировались тем, что для положительных пионов величина сечения оказалась заметно больше, чем для отрицательных. Полученные нами к настоящему времени результаты приведены в табл. I.

На рис. 1 представлены данные о полных сечениях как для положительных, так и для отрицательных пионов. Ясно видно, что сечения для поло-

Таблица I

Полное сечение положительных пионов на водороде

Энергия, *Мэв*	Сечение, 10^{-27} *см*^{2}	Энергия, *Мэв*	Сечение, 10^{-27} *см*^{2}
56 ± 8	10 ± 10	118 ± 6	91 ± 6
82 ± 7	50 ± 13	136 ± 6	152 ± 14

---

* *Total Cross Sections of Positive Pions in Hydrogen.* (With H. Anderson, E. Long and D. Nagle.) Phys. Rev., 1952, 85, 936.

[1] Anderson, Fermi, Long, Martin, Nagle. Phys. Rev., 1952, 85, 934. (Статья 131.)

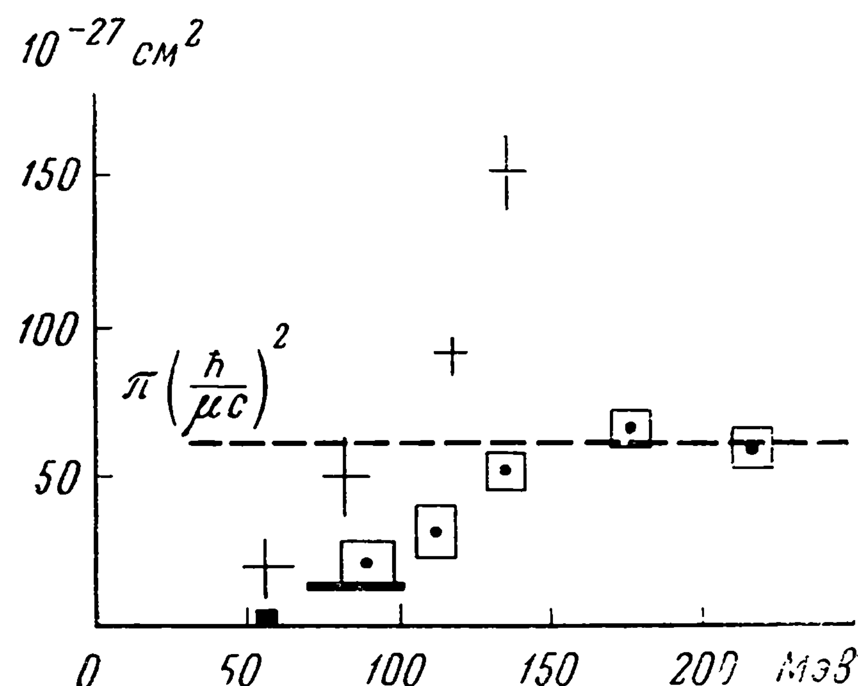


Рис. 1. Полное сечение отрицательных пионов на водороде (прямоугольники; стороны изображают ошибки) и полное сечение положительных пионов на водороде (кресты; их размер изображает ошибки)

Зачерненный прямоугольник — результат, полученный в Колумбии, сплошной квадрат — результат, полученный в Брукхэйвене; в него не входит вклад от зарядового обмена

жительных частиц гораздо выше, чем для отрицательных частиц, по крайней мере, в диапазоне энергий от 80 до 150 *Мэв*.

В этом и двух предшествующих [1,2] письмах были исследованы три процесса: 1) рассеяние положительных пионов, 2) зарядово-обменное рассеяние отрицательных пионов и 3) рассеяние отрицательных пионов без изменения заряда. Из наших данных явствует, что в довольно широком энергетическом интервале, примерно от 80 до 150 *Мэв*, наибольшую величину имеет сечение процесса «1», процесс «2» занимает промежуточное положение, а сечение процесса «3» — наименьшее. Далее, сечения как положительных, так и отрицательных пионов довольно быстро растут с энергией. По существующим экспериментальным данным невозможно решить, остается ли сечение и дальше высоким или проходит через максимум, как это должно быть, если бы существовал резонанс.

Бракнер [3] недавно указал, что наличие широкого резонансного уровня со спином 3/2 и изотопическим спином 3/2 позволило бы приблизительно разобраться в относительных величинах сечений процессов «1», «2» и «3». В этой связи мы можем указать, что полученные к настоящему времени экспериментальные результаты совместимы также и с более общим предположением: в рассматриваемом энергетическом интервале рассеяние происходит преимущественно благодаря взаимодействию через одно или несколько промежуточных состояний с изотопическим спином 3/2 и любыми значениями спина. При таком предположении сечения указанных трех процессов должны находиться в отношении 9 : 2 : 1. Этот ряд значений совместим с результатами экспериментов. В настоящее время трудно сказать что-нибудь определенное о природе промежуточного состояния или состояний. Если существует только одно состояние со спином 3/2, то угловое распределение для всех трех процессов должно быть вида $1 + 3\cos^2\vartheta$. Если эффект обусловлен преимущественно состоянием со

---

[2] Fermi, Anderson, Lundby, Nagle, Yodh. Phys. Rev., 1952, 85, 935. (Статья Б249.)

[3] K. A. Brueckner. Частное сообщение.

спином 1/2, то угловое распределение должно быть изотропным. Если же состояние имеет более высокий спин или существует смесь различных состояний, то следует ожидать более сложного углового распределения. Мы намереваемся впоследствии изучить угловое распределение, чтобы остановиться на каком-либо из вариантов.

Помимо углового распределения важное значение имеет энергетическая зависимость. Из теоретических соображений ожидается, что при наличии только одного доминирующего промежуточного состояния со спином 3/2 и изотопическим спином 3/2 полное сечение отрицательных пионов должно быть всюду меньше (8/3) $\pi\lambda^2$. Экспериментальное значение сечения при энергии выше 150 *Мэв*, по-видимому, больше этого предела, что указывает на заметный вклад других состояний в этой области энергий. Естественно, если преобладает только одно состояние, то можно ожидать, что поблизости от энергии этого состояния сечение пройдет через максимум. К сожалению, мы не могли проделать опыты при достаточно высоких энергиях, чтобы проверить это соображение.

Весьма интересно также поведение сечения при малых энергиях. В этой области энергетическая зависимость должна быть приблизительно пропорциональна скорости в четвертой степени, если существуют только состояния со спином 1/2 и 3/2 и положительной четностью, а пион псевдоскалярен. Результаты экспериментов, проделанных в нашей и других лабораториях, по-видимому, совместимы с таким предположением, но сечение при малых энергиях настолько невелико, что точные измерения затруднительны.

Получена 21 января 1952 г.
Институт ядерных исследований, Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс

К статье 133

Физики-теоретики с большим интересом следили за экспериментами по рассеянию пионов на водороде: считалось, что эти эксперименты дадут ключ к пониманию ядерных сил. Существовало множество предположений о природе пион-протонного взаимодействия, и эксперимент должен был показать, какая из многих возможных теорий ближе всего к истине.

Этой проблемой заинтересовался блестящий молодой американский теоретик, Ричард Фейнман; Ферми довольно хорошо знал его по Лос-Аламосу. Здесь не воспроизводится письмо Фейнмана к Ферми, в котором шла речь об этих экспериментах и о том, как они могут быть проанализированы. В письме содержался ряд предсказании для пион-нуклонных сечений, следующих из различных мезонных теорий. Из ответа Ферми видно, как он анализировал наблюдения. Использование фазового анализа было не ново, но применение этого метода Ферми оживило интерес к нему, и впоследствии он вошел во всеобщее употребление.

Анализ фазовых сдвигов при пион-протонном рассеянии стал основным занятием Ферми. Лето 1952 г. он провел в Лос-Аламосе, готовя эту задачу для находившейся там вычислительной машины (см. статью 137).

Г. Андерсон

133

ПИСЬМО Р. ФЕЙНМАНУ *

Д-ру Р. Фейнману
Отель «Мирамар Палас»,
Копакабана
Рио-де-Жанейро
Бразилия

Чикаго, Иллинойс,
18 января 1952 г.

Дорогой Дик:

Ваше письмо от 19 декабря я прочитал с большим интересом, особенно потому, что здесь мы уже размышляли примерно в том же духе, как и Вы. У нас есть некоторые экспериментальные результаты, которые, видимо, указывают на важность сохранения полного изотопического спина для проблемы рассеяния пионов на водороде. Я прилагаю несколько писем в «Physical Review», посвященных этому вопросу.

Я проконсультировался со своими «экспертами» [1] по поводу Вашего предположения о том, что величины X_1, X_2 и т. д. вещественны. Как Вы

---

* *Letter to Feynman* (1952).

[1] В данном случае эксперт = Гольдбергер.

могли ожидать, они неодобрительно отнеслись к таким предположениям, как это и свойственно экспертам. Я считаю, однако, что эксперты правы и что эти величины вещественны только тогда, когда они малы, но что разности фаз проявляются, когда сечение становится сравнимым с λ^2. Поэтому я считаю, что Ваши формулы нуждаются в некоторых изменениях при тех энергиях, где это происходит. Подход к той же самой по существу задаче, который кажется мне вне подозрений, состоит в следующем.

Предположим, что (а) результирующий изотопический спин является хорошим квантовым числом; (б) рассеяние (по крайней мере, в определенном энергетическом интервале) обусловлено только p-волнами. В рассеянии пионов любого знака на нуклонах участвуют только состояния с изотопическим спином 1/2 и 3/2. Если мы ограничимся только p-волнами, то истинный спин может принимать значения только 1/2 и 3/2. Следовательно, имеются только четыре идущих к расчет комбинации изотопического и истинного спина, именно 3/2—3/2, 3/2—1/2, 1/2—3/2 и 1/2—1/2. Для сокращения обозначений я буду записывать эти комбинации в виде индексов 33, 31, 13, 11. Из сделанных предположений следует, что при данной энергии все явления рассеяния характеризуются четырьмя вещественными величинами, а именно, четырьмя фазовыми сдвигами α_{33}, α_{31}, α_{13} и α_{11} для указанных четырех состояний. Эти четыре вещественные величины являются, конечно, функциями энергии. С другой стороны, в эксперименте по рассеянию в принципе возможно для каждой энергии измерить три сечения рассеяния: π^+ на протонах и π^- на протонах, с обменом зарядом и без обмена. Кроме того, каждое сечение рассеяния может быть измерено при 0° и 90° в системе центра масс, так что при каждой энергии получается шесть измеряемых величин, которые могут быть выражены всего через четыре фазовых сдвига, оставляя тем самым два условия для проверки. Формулы сложноваты и, если я не сделал ошибки, имеют следующий вид (σ_+, σ_-, σ_0 — сечения на стерадиан упомянутых трех процессов):

$$\sigma_+(0^\circ) = \lambda^2\{4\sin^2\alpha_{33} + \sin^2\alpha_{31} + 4\sin\alpha_{33}\sin\alpha_{31}\cos(\alpha_{33}-\alpha_{31})\},$$

$$\sigma_+(90^\circ) = \lambda^2\{\sin^2(\alpha_{33}-\alpha_{31})\},$$

$$\sigma_-(0^\circ) = \frac{\lambda^2}{9}\{4\sin^2\alpha_{33} + \sin^2\alpha_{31} + 16\sin^2\alpha_{13} + 4\sin^2\alpha_{11} +$$
$$+ 4\sin\alpha_{33}\sin\alpha_{31}\cos(\alpha_{33}-\alpha_{31}) + 16\sin\alpha_{33}\sin\alpha_{13}\cos(\alpha_{33}-\alpha_{13}) +$$
$$+ 8\sin\alpha_{33}\sin\alpha_{11}\cos(\alpha_{33}-\alpha_{11}) + 8\sin\alpha_{31}\sin\alpha_{13}\cos(\alpha_{31}-\alpha_{13}) +$$
$$+ 4\sin\alpha_{31}\sin\alpha_{11}\cos(\alpha_{31}-\alpha_{11}) + 16\sin\alpha_{13}\sin\alpha_{11}\cos(\alpha_{13}-\alpha_{11})\},$$

$$\sigma_-(90^\circ) = \frac{\lambda^2}{9}\{\sin^2(\alpha_{33}-\alpha_{31}) + 4\sin^2(\alpha_{13}-\alpha_{11}) +$$
$$+ \sin(\alpha_{33}-\alpha_{31})\sin(\alpha_{13}-\alpha_{11})\cos(\alpha_{33}+\alpha_{31}-\alpha_{13}-\alpha_{11})\},$$

$$\sigma_0(0^\circ) = \frac{2\lambda^2}{9}\{4\sin^2(\alpha_{33}-\alpha_{13}) + \sin^2(\alpha_{31}-\alpha_{11}) +$$
$$+ 4\sin(\alpha_{33}-\alpha_{13})\sin(\alpha_{31}-\alpha_{11})\cos(\alpha_{33}+\alpha_{13}-\alpha_{31}-\alpha_{11})\},$$

$$\sigma_0(90^\circ) = \frac{2\lambda^2}{9}\{\sin^2(\alpha_{33} - \alpha_{31}) + \sin^2(\alpha_{13} - \alpha_{11}) -$$
$$- 2\sin(\alpha_{33} - \alpha_{31})\sin(\alpha_{13} - \alpha_{11})\cos(\alpha_{33} + \alpha_{31} - \alpha_{13} - \alpha_{11})\}.$$

Что же касается возможности экспериментальной проверки таких формул, то я боюсь, что это может оказаться весьма трудным. Насколько нам известно, при малых энергиях сечения рассеяния пионов на водороде становятся очень малыми и, кроме того, здесь, вероятно, будет существенно влияние *s*-рассеяния, которое мало, но не пренебрежимо. Конечно, можно было бы подумать о добавлении к четырем рассматривавшимся ранее сдвигам фаз четырех *p*-волн еще двух фазовых сдвигов *s*-волн. Но при этом число экспериментально наблюдаемых величин должно возрасти с шести до девяти, так как при наличии и *s*-рассеяния интерференция между *s*- и *p*-волнами сделает целесообразным определение в каждом случае сечения рассеяния вперед, назад и под 90°. Помимо трудностей в осуществлении таких измерений с нужной точностью, существует и некое теоретическое затруднение. Оно вызывается тем, что при низких энергиях изотопический спин определенно является не слишком хорошей константой движения (вследствие разницы масс нейтрального и заряженного пионов, а также нейтрона и протона). Я попытался посмотреть, как можно было бы учесть это усложнение, и мне кажется, что это можно сделать, но сомневаюсь, чтобы это было совершенно однозначно.

С другой стороны, при более высоких энергиях, где измерения было бы легче осуществить, будут, вероятно, играть важную роль более высокие значения момента импульса. К сожалению, доступный для наших экспериментов энергетический интервал недостаточен для того, чтобы решить, где и когда становятся существенными *d*-волны.

Я был бы непрочь тоже освежить свои мысли купанием на Копакабане.

Искренне Ваш
Энрико Ферми

P.S. Я размножил Ваше письмо и послал копии Вайскопфу, Штейнбергеру, Серберу, Уилеру, Оппенгеймеру, Янгу, Бете, Маршаку, Вику, Бракнеру, Чу, Кристи, Мак-Миллану, Лепору.

P.P.S. Несколько копий Вашего письма и этого моего будут посланы Вам обычной почтой вместе с «Письмами» в «Physical Review».

К статьям 134 и 135

В статье 134 сообщается о результатах изучения рассеяния пионов на дейтерии, а не на водороде. Это было сделано для того, чтобы исследовать роль нейтронов в процессе рассеяния и проверить идею об изотопическом спине на новом круге явлений.

Для завершения изучения рассеяния пионов на протонах было необходимо исследовать угловое распределение рассеянных частиц. При этом более подробно прослеживалась судьба рассеянных частиц, что позволяло провести более полный анализ процесса [Б253]. Для осмысливания результатов этих экспериментов Ферми использовал метод фазового анализа, что дало ему возможность применить количественные критерии для выбора доминирующих в рассеянии состояний. Эти результаты позволили также провести более чувствительную проверку принципа сохранения изотопического спина.

Получив количественные сведения о состояниях, важных для процесса рассеяния, стало возможно связать рассеяние с другими экспериментами по пионам. Для этого Ферми изобретательно воспользовался принципом детального равновесия (статья 135). Была установлена связь между экспериментами по рассеянию и по фоторождению пионов. Связующим звеном было отношение Пановского. Относящиеся сюда величины много раз измерялись различными исследователями, но согласие между ними установилось только спустя несколько лет, когда был сделан ряд усовершенствований (см. Cocconi, Fazzini, Fidecaro, Legros, Lipman, Merrison. Nuovo Cimento, 1961, 22, 494).

Г. Андерсон

134

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ С ДЕЙТЕРИЕМ *

(Совместно с Г. Андерсоном, Д. Нэглом и Г. Йодхом)

В недавних работах нашей лаборатории были измерены полные сечения взаимодействия положительных и отрицательных пионов с водородом [1–3]. Для измерения пропускания водорода при нескольких энергиях пионных

---

* *Deuterium Total Cross Sections for Positive and Negative Pions.* (With H. Anderson, D. Nagle and G. Yodh.) Phys. Rev., 1952, 86, 413.

1 Anderson, Fermi, Long, Martin, Nagle. Phys. Rev., 1952, 85, 934. (Статья 131.)

2 Anderson, Fermi, Long, Nagle. Phys. Rev., 1952, 85, 936. (Статья 132.)

3 Fermi, Anderson, Lundby, Nagle, Yodh. Phys. Rev., 1952, 85, 935. ([Б249].)

пучков большого Чикагского циклотрона применялись сцинтилляционные счетчики. В данном эксперименте аналогичный метод был использован для сравнения прохождения заряженных пионов через камеры с H_2O и D_2O. Непосредственным результатом опытов была разность величин сечений дейтерия и водорода для таких событий, которые не приводят к появлению ионизирующих частиц в пределах телесного угла, стягиваемого последним счетчиком. Эту разность мы обозначим через $(\sigma_D - \sigma_H)'$.

Длина камеры одного типа для H_2O или D_2O составляла 2 *см*, а камеры второго типа — 4 *см*. Для каждой пары камер числа *атомов/см*^{2} были очень близки. Поэтому потери энергии, кулоновское рассеяние и ядерные процессы, связанные с кислородом, также были практически одинаковыми. Значит, разница, между найденными значениями сечений $^1/_2$ (H_2O) и $^1/_2$ (D_2O) и есть $(\sigma_D - \sigma_H)'$.

Предварительные результаты собраны в табл. I. В ней указываются значения телесного угла последнего счетчика, усредненные по поглотителю; таким образом, эта величина является мерой «скверности» нашей

Таблица I

Сечения дейтерия и водорода для π^+ и π^- при различных энергиях

Телесный угол, *стерад*	Энергетич. интервал, *Мэв*	Измеренные значения $(\sigma_d - \sigma_H)'$, 10^{-27} *см*^{2}	Исправленные значения $(\sigma_d - \sigma_H)$, 10^{-27} *см*^{2}	σ_H, 10^{-27} *см*^{2}	σ_d, 10^{-27} *см*^{2}
		π^-	π^-	π^+	π^-
0,63	79±10	31±10	34±10	48±10	54±13
0,63	109±15	66±4	72±5	80±10	103±10
0,088	115±9	87±7	88±7	95±15	124±11
0,63	115±9	77±18	84±18		
0,43	127±15	77±7	84±8	125±15	129±11
0,63	133±9	66±13	76±15	135±15	128±16
0,088	164±9	135±13	139±13		198±12
0,63	164±9	119±11	128±14		
0,088	179±9	170±10	172±10		234±12
0,63	179±9	146±9	163±12		
0,43	209±15	109±24	131±25		192±26
		π^+	π^+	π^-	π^+
0,43	72±17	24±6	24±6	15±8	60±9
0,63	79±10	30±13	31±13	20±8	79±15
0,43	109±15	28±12	29±12	31±9	109±16
0,43	127±15	25±15	26±15	45±10	151±21

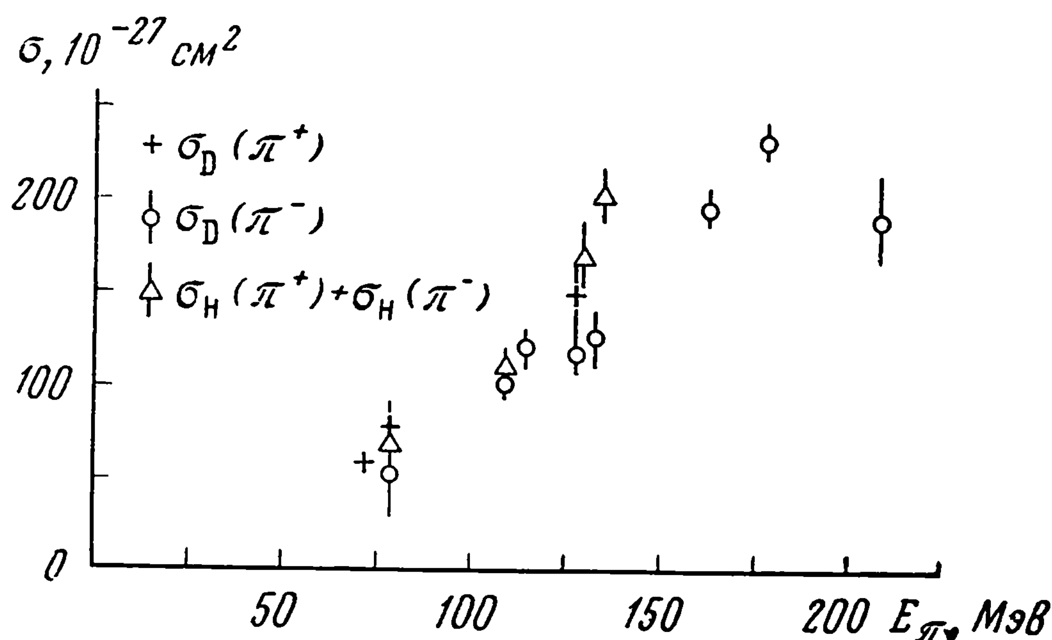


Рис. 1. Полные сечения дейтерия для положительных и отрицательных пионов

геометрии. В графе «энергетический интервал» указывается средняя энергия пионов в поглотителе плюс — минус половина энергетического разброса пионов. Энергетический разброс частично связан с разбросом энергии падающего пучка (± 3 *Мэв*), но в основном обусловлен потерями энергии в поглотителе. Эти сведения были получены частично из магнитного анализа пучка, а частично — из кривых пробега и вычислений потерь энергии в образе. В данные о $(\sigma_D - \sigma_H)'$ вносилась поправка на примесь мюонов и электронов в пучке, которая в большинстве случаев составляла около 5%. Приводимые для $(\sigma_D - \sigma_H)$ погрешности включают в себя среднеквадратичные оши ки отсчетов (статистические или определенные из разброса между отдельными измерениями — в зависимости от того, что было больше), ошибки в поправках, учитывающих случайные совпадения (менее 1%), и ошибки в поправках, учитывающих примесь мюонов и электронов (~ 2%).

В разность D — H желательно вносить поправки на те специфические ядерные события, которые приводят к рассеянию частиц в последний счетчик. Для введения этой поправки (составляющей около 10%) принималось, что для π^- величина $\sigma_D - \sigma_H$ равна $\sigma_H(\pi^+)$. Поправка вычислялась по измеренным сечениям водорода [1,2] в предположении, что рассеяние изотропно. Если $\sigma_H(\pi^+)$ было неизвестно, то принималось, что $\sigma_H(\pi^+) = 3\sigma_H(\pi^-)$ (см. работу [3]). Соответствующие поправки для π^+ гораздо меньше, так как здесь важную роль играет процесс зарядового обмена [4]. Исправленные значения $\sigma_D - \sigma_H$ приведены в четвертой графе табл. I. Видно, что данные для различных геометрий согласуются между собой в пределах экспериментальных погрешностей. Сравнение данных 4 и 5 граф табл. I подтверждает предположение об эквивалентности $\sigma_D - \sigma_H$ для $\pi^\pm$ и σ_H для $\pi^\mp$. Может быть, они несколько различаются при более высоких энергиях.

Значения σ_D, найденные суммированием $\sigma_D - \sigma_H$ с известными σ_H, приведены в графе 6 табл. I и нанесены также на график (см. рис. 1). В пределах экспериментальных погрешностей величина σ_D одинакова для пионов любого знака. Это было также найдено при энергии 60 *Мэв* группой исследователей из Колумбийского университета [4]. Это равенство предсказывается принципом зарядовой симметрии, который требует, чтобы для свободных протона и нейтрона

$$\sigma_N(\pi^+) = \sigma_H(\pi^-), \qquad \sigma_H(\pi^+) = \sigma_N(\pi^-).$$

[4] Isaacs, Sachs, Steinberger. Phys. Rev., 1952, 85, 802.

Для сравнения на рис. 1 нанесены также значения суммы $\sigma_H(\pi^+) + \sigma_H(\pi^-)$. Видно, что σ_D не сильно отличается от этой величины. Это согласуется с представлением о том, что в дейтерии нейтрон и протон рассеивают пионы достаточно независимым образом.

При энергиях выше 115 *Мэв* σ_D, по-видимому, несколько меньше суммы $\sigma_H(\pi^+) + \sigma_H(\pi^-)$. Из этого эффекта, вероятно, можно будет получить сведения об относительной фазе рассеяния на нейтронах и протонах. Мы надеемся в ближайшем будущем провести исследования этого эффекта.

Получена 13 марта 1952 г.
Институт ядерных исследований, Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс

См. вводные замечания к статье 134

135

РАССЕЯНИЕ И ЗАХВАТ ПИОНОВ В ВОДОРОДЕ *

(Совместно с Г. Андерсоном)

Отрицательный пион, остановившийся в водороде, быстро захватывается на орбиту, аналогичную боровской, и почти сразу же вступает в реакцию с протоном. Как показано Пановским и сотрудниками [1], в результате реакции примерно с одинаковой вероятностью образуются либо а) нейтрон и фотон, либо б) нейтрон и нейтральный пион. Реакция «б» тесно связана с зарядово-обменным рассеянием отрицательного пиона на протоне. Единственное различие между ними состоит в том, что при рассеянии энергия положительна, а для случая Пановского энергия слегка отрицательна. Целью настоящей заметки является установление соотношения между этими явлениями.

Эксперименты по рассеянию пионов на протонах, проведенные в нашей лаборатории [2], были интерпретированы с помощью фазовых сдвигов s- и p-волн. Фазовые сдвиги p-волн, меняющиеся как куб импульса, при малых энергиях играют существенно менее важную роль, чем фазовые сдвиги s-волн, пропорциональные импульсу. Длина рассеяния a, равная произведению фазового s-сдвига на длину волны де Бройля, должна быть постоянной. Из экспериментов известно, что для состояния с изотопическим спином 3/2 величина $a_{3/2} = (3{,}8 \pm 0{,}7)\cdot 10^{-14}$ *см*, а для состояния с изотопическим спином 1/2 величина $a_{1/2} = (0 \pm 1)\cdot 10^{-14}$ *см*.

Воспользовавшись обычными методами теории столкновений, можно выразить сечения обычного и обменного рассеяния при малых энергиях через $a_{3/2}$ и $a_{1/2}$. Следует учесть, что состояния, представляющие протон и отрицательный пион или нейтрон и нейтральный пион, являются линейными комбинациями чистых состояний с изотопическим спином 3/2 и 1/2. Сечения будут иметь вид:

$$\sigma_- = \frac{4}{9}\pi\,(a_{3/2} + 2a_{1/2})^2 = 2\cdot 10^{-27},$$

$$\sigma_0 = \frac{8}{9}\pi\,(a_{3/2} - a_{1/2})^2\,\frac{v_0}{v} = (4\cdot 10^{-27})\cdot\frac{v_0}{v},$$

---

* *Scattering and Capture of Pions by Hydrogen.* (With H. Anderson.) Phys. Rev., 1952, 86, 794.

[1] Panofsky, Aamodt, Hadley. Phys. Rev., 1951, 81, 565.

[2] Anderson, Fermi, Nagle, Yodh. Phys. Rev., 1952, 86, 793. ([Б253].)

где v и v_0 — соответственно скорости отрицательного пиона относительно протона и нейтрального пиона относительно нейтрона.

Воспользовавшись найденным значением σ_0, можно определить вероятность захвата с самой нижней боровской орбиты, приводящего к образованию нейтрального пиона:

$$R_0 = \frac{\sigma_0 v}{\pi b^3} = 10^{15} \textit{ сек}^{-1},$$

где для радиуса боровской орбиты мезона, b, принято значение $2{,}2 \cdot 10^{-11}$ *см*, а для скорости испущенных π^0 значение $v_0 = 8 \cdot 10^9$ *см/сек*.

К сожалению, не существует прямых измерений этой вероятности. Однако можно использовать результат Пановского: вероятности процессов «а» и «б» равны. Следовательно, при малых энергиях сечение σ_π процесса $P + \pi^- \rightarrow N + \gamma$ должно быть равно σ_0.

Используя принцип детального равновесия, можно получить сечение σ_γ для обратной реакции, т. е. для процесса фоторождения мезона. Величина σ_γ вблизи порога будет равна

$$\sigma_\gamma = \left(\frac{p_\pi^2}{2p_\gamma^2}\right)\sigma_\pi = \frac{1}{2} \cdot 4 \cdot 10^{-27} \frac{\mu_r^2 v_0 v}{p_\gamma^2} \textit{ см}^2,$$

где μ_r — приведенная масса пиона и протона, а p_π и p_γ — импульсы пиона и фотона в системе центра инерции. Вблизи порога $p_\gamma \approx \mu c$, и сечение фоторождения равно

$$\sigma_\gamma = 4{,}0 \cdot 10^{-28} \frac{v}{c} \textit{ см}^2.$$

При сравнении этой формулы с экспериментальными данными [3,4] о процессе фоторождения мезона возникает некоторый произвол при экстраполировании данных к порогу. Далее, можно ожидать некоторые разногласия вследствие того, что наша формула относится к фоторождению на нейтронах, тогда как эксперименты по фоторождению производились на протонах. Теория и эксперимент согласуются в пределах коэффициента 4 для самого плохого случая, когда бралась самая низкая точка Штейнбергера [3]. Наблюдается разумное согласие с экстраполированной кривой, указанной в недавнем анализе этих и более новых данных, проведенном Фелдом [4].

Следует подчеркнуть, что коэффициенты в нашей формуле имеют большие экспериментальные ошибки вследствие объединенных погрешностей в $a_{3/2}$ и $a_{1/2}$. Полная погрешность может достигать множителя 2.

Получена 14 апреля 1952 г.
Институт ядерных исследований, Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс

---

[3] Bishop, Steinberger, Cook. Phys. Rev., 1950, 80, 291.
[4] Feld, Frisch, Lebow, Osborne, Clark. Phys. Rev., 1952, 85, 680.

К статье 136

Ферми издавна интересовался численным анализом. Еще в 1928 г. он получил на маленьком арифмометре решения дифференциального уравнения для атома Ферми — Томаса (статья 35). Во всей своей работе он обычно делал упор на численные примеры и приложения. Естественно поэтому, что развитие электронных вычислительных машин, происходившее в сороковые годы, должно было особенно заинтересовать Ферми.

Однажды в конце лета 1945 г. Ферми зашел в зал лос-аламосского компьютера. Мы начали было обсуждать некоторые электромеханические вычислительные машины, применявшиеся для научных расчетов; но очень скоро он как бы между прочим вынул из кармана рубашки листок бумаги, на котором «оказалось» записанным какое-то уравнение, и спросил: «А как бы мы сделали это на машине?» Это была выведенная им полуэмпирическая формула для атомных масс. За вопросом сразу же последовали действия: расчет был запрограммирован, на перфокарты нанесен набор ядер, данные обработаны и к концу того же дня результаты были отпечатаны. На каждом этапе он выслушивал минимум объяснений, а затем решал стоявшую задачу, выполняя каждую операцию самостоятельно.

Весной 1952 г. Ферми со своими сотрудниками в Чикаго измерил рассеяние отрицательных пионов водородом и провел предварительный фазовый анализ данных, пользуясь настольными вычислительными машинами. Примерно в то же самое время было завершено сооружение компьютера в Лос-Аламосе. Ферми предложил использовать его для более полного анализа, в котором были бы учтены и экспериментальные результаты по рассеянию положительных пионов, полученные в Колумбийском университете и Институте Карнеги. Лето 1952 г. он провел в Лос-Аламосе, и вновь мы стали очевидцами самого непосредственного и исчерпывающего подхода к задаче.

Результаты конкретных расчетов наряду с обобщением всей этой методики включены в статью 136. Следующим летом были проведены более подробные вычисления; окончательные результаты приведены в статье 140.

Ферми рано осознал потенциальные возможности электронных вычислительных машин; его постоянный интерес служил стимулом для тех, кто работал в этой области; однако наибольшее влияние на это новое направление оказали сам его стиль работы и непосредственное участие в ней. Его любознательность шла дальше решения текущих задач; он поднимал вопросы общей логической структуры компьютеров, и его замечания всегда были очень проницательны по своей природе. В равной мере он интересовался разработкой различных экспериментальных методов. Всякий раз, когда происходил сбой машины, что часто случалось в те времена, Ферми всегда выражал свое удивление и восторгался тем, как все-таки хорошо работает машина. Для нас такая доброжелательность была непривычной и животворной.

Наконец, напомним, что летом 1952 г. Ферми ставил вопрос о практической реализации автоматического сканирования, измерения, а также и анализа треков ядерных частиц в эмульсиях и на фотографиях. Тогда была возможна лишь предварительная формулировка этой проблемы; однако ясно, что Ферми предвосхитил те интенсивные усилия, которые были сделаны затем в этой области.

Н. Метрополис

136

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ НА ОТЫСКАНИЕ МИНИМУМА *

(Совместно с Н. Метрополисом)

Отыскивается минимум некоторой нелинейной функции шести независимых переменных. Значения переменных в минимуме отвечают сдвигам фаз рассеяния пионов водородом.

Лос-аламосский «Maniac» использовался для решения численной задачи, которая важна для интерпретации рассеяния пионов на водороде. В математическом аспекте эта задача состоит в поиске минимума довольно сложной функции шести углов. В работе описаны применявшийся метод решения задачи и накопленный опыт работы с компьютером. В последнем разделе приводятся общие замечания об использовании подобных методов при решении сложных систем обычных уравнений со многими неизвестными.

Физическая задача

В прошлом году на синхроциклотроне Чикагского университета был поставлен ряд опытов по рассеянию пионов с энергиями порядка 100 *Мэв* протонами. Экспериментальные результаты были частично опубликованы [1].

При каждой энергии экспериментально исследовались три разного типа процесса: упругое рассеяние положительных и отрицательных пионов, а также рассеяние отрицательных пионов с перезарядкой, когда падающий на протон отрицательный пион передает в процессе рассеяния свой отрицательный заряд протону. При этом пион становится нейтральным, а протон превращается в нейтрон. Для каждого из этих процессов нужно было бы исследовать полное угловое распределение. В выполненных опытах данные были получены для трех углов, а именно 45, 90 и 135° в лабораторной системе координат. Таким образом, при каждой энергии измерено девять сечений. Три из них — σ_{-}^{1}, σ_{-}^{2}, σ_{-}^{3} — сечения упругого рассеяния отрицательных пионов для трех указанных выше углов, преобразованные к системе центра масс. Аналогично измерены три сечения σ_{+}^{1}, σ_{+}^{2}, σ_{+}^{3} и для рассеяния положительных пионов. Сечение перезарядки нельзя измерить

---

* *Numerical Solution of a Minimum Problem.* (With N. Metropolis.) Документ LA-1492 (19 ноября 1952 г.).

[1] Anderson, Fermi, Nagle, Yodh. Phys. Rev., 1952, 86, 793. ([Б253].)

непосредственно ввиду чрезвычайно малого времени жизни нейтрального пиона. Однако можно наблюдать γ-лучи, возникающие при его распаде. В этом случае измеряются три сечения γ-лучей σ_γ^1, σ_γ^2, σ_γ^3. Далее эти девять сечений будут обозначаться как σ_1, σ_2, ..., σ_9.

Мы попытались выразить все эти сечения через фазовые сдвиги. Исходя из предположений, обсуждавшихся в работе [1], все девять сечений при заданной энергии можно выразить через шесть углов, которые обозначены здесь α_1, α_2, ..., α_6. Первые два угла представляют собой фазовые сдвиги s-волн с изотопическим спином 3/2 и 1/2 соответственно, углы α_3 и α_5 — фазовые сдвиги p-волн с моментом 3/2 и изотопическими спинами 3/2 и 1/2; углы α_4 и α_6 суть фазовые сдвиги p-волн с моментом 1/2 и изотопическими спинами 3/2 и 1/2.

Математическая задача

Девять экспериментальных сечений σ_1, σ_2, ..., σ_9 выражаются через шесть углов от α_1 до α_6 с помощью формул типа

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= f_1(\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_6),\\ \sigma_2 &= f_2(\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_6),\\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\\ \sigma_9 &= f_9(\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_6).\end{aligned} \tag{1}$$

Конкретную форму функций $f_1 \div f_9$ мы дадим позднее. Из-за экспериментальных ошибок измеренных величин σ_i уравнения (1) точно не выполняются; обычно пытаются определить методом наименьших квадратов лучший набор углов α. Отыскивается набор углов, для которого минимально следующее выражение:

$$M(\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_6) = \sum_1^9 \left(\frac{\sigma_n - f_n(\alpha_1, \ldots, \alpha_6)}{\varepsilon_n} \right)^2; \tag{2}$$

здесь ε_n — экспериментальная ошибка величины σ_n.

В силу довольно сложной структуры функций f обычное численное решение задачи по отысканию минимума (2) оказывается очень трудоемким, и требуется одна-две недели непрерывных вычислений, чтобы получить решение одной отдельной задачи. Полученное таким методом приближенное решение приводится в работе [1]. Машинный расчет имеет большие преимущества при решении этой задачи. С помощью машины «Maniac» одну задачу можно решить приблизительно за пять минут.

Чтобы полностью определить нашу задачу, нужно задать вид функций. Эти функции лучше всего представить, пользуясь комплексными обозначениями. Для каждого из шести углов α_n определяют соответствующие величины

$$e_n = \exp(2i\alpha_n) - 1, \tag{3}$$

с помощью которых вычисляются следующие девять коэффициентов:

$$
\begin{aligned}
b_p &= \frac{e_1 + 2e_2}{3}, \qquad a_{\beta p} = \frac{\sqrt{2}}{9}(e_3 - e_4 + 2e_5 - 2e_6),\\
a_{\alpha p} &= \frac{2e_3 + e_4 + 4e_5 + 2e_6}{9},\\
b_N &= \frac{\sqrt{2}}{3}(e_1 - e_2), \qquad a_{\beta N} = \frac{2}{9}(e_3 - e_4 - e_5 + e_6),\\
a_{\alpha N} &= \frac{\sqrt{2}}{9}(2e_3 + e_4 - 2e_5 - e_6),\\
b &= e_1, \qquad a_\beta = \frac{\sqrt{2}}{3}(e_3 - e_4), \qquad a_\alpha = \frac{2e_3 + e_4}{3}.
\end{aligned} \tag{4}
$$

Физически эти девять коэффициентов представляют собой амплитуды рассеянных волн с разным спином, моментом импульса и электрическим зарядом — для трех процессов. Они используются для вычисления еще девяти величин:

$$
\begin{aligned}
A_- &= \frac{2|b_p|^2 + 9|a_{\beta p}|^2}{8}, \qquad B_- = \frac{3}{2} R\,(b_p a_{\alpha p}^*), \qquad C_- = \frac{18|a_{\alpha p}|^2 - 9|a_{\beta p}|^2}{8},\\
A_0 &= \frac{2|b_N|^2 + 9|a_{\beta N}|^2}{8}, \qquad B_0 = \frac{3}{2} R\,(b_N a_{\alpha N}^*), \qquad C_0 = \frac{18|a_{\alpha N}|^2 - 9|a_{\beta N}|^2}{8},\\
A_+ &= \frac{2|b|^2 + 9|a_\beta|^2}{8}, \qquad B_+ = \frac{3}{2} R\,(b a_\alpha^*), \qquad C_+ = \frac{18|a_\alpha|^2 - 9|a_\beta|^2}{8}.
\end{aligned} \tag{5}
$$

Символ R означает «вещественная часть», звездочка — комплексное сопряжение. Сечения выражаются через эти девять величин с помощью следующих формул:

$$
\begin{aligned}
\sigma_1 &= A_- + B_- \cos\chi_1 + C_- \cos^2\chi_1,\\
\sigma_2 &= A_- + B_- \cos\chi_2 + C_- \cos^2\chi_2,\\
\sigma_3 &= A_- + B_- \cos\chi_3 + C_- \cos^2\chi_3,\\
\sigma_4 &= A_+ + B_+ \cos\chi_1 + C_+ \cos^2\chi_1,\\
\sigma_5 &= A_+ + B_+ \cos\chi_2 + C_+ \cos^2\chi_2,\\
\sigma_6 &= A_+ + B_+ \cos\chi_3 + C_+ \cos^2\chi_3,\\
\sigma_7 &= 2A_0 + \frac{2-q}{3} C_0 + pB_0 \cos\chi_1' + qC_0 \cos^2\chi_1',\\
\sigma_8 &= 2A_0 + \frac{2-q}{3} C_0 + pB_0 \cos\chi_2' + qC_0 \cos^2\chi_2',\\
\sigma_9 &= 2A_0 + \frac{2-q}{3} C_0 + pB_0 \cos\chi_3' + qC_0 \cos^2\chi_3'.
\end{aligned} \tag{6}
$$

В этих формулах стоящие слева сечения выражены в единицах λ^2, где λ — де-бройлевская длина волны в системе центра масс. Следовательно,

они являются простыми числами. Величины p и q представляют собой известные для каждой энергии константы и даются следующими формулами:

$$p = \frac{2\gamma}{\eta} - \frac{1}{\eta^2}\ln\frac{\gamma+\eta}{\gamma-\eta}, \qquad q = 2 + \frac{6}{\eta^2} - \frac{3\gamma}{\eta^2}\ln\frac{\gamma+\eta}{\gamma-\eta};$$

здесь γ и η — полная энергия и импульс пиона в системе центра масс, выраженные в единицах μc^2 и μc соответственно (μ — масса пиона, c — скорость света). Величины χ_1, χ_2 и χ_3 суть углы в системе центра масс, для которых измерены сечения (45, 90 и 135° в лабораторной системе). Величины χ_1', χ_2', χ_3' — пересчитанные к системе центра масс углы, соответствующие случаю, когда наблюдаемой частицей является γ-квант. Оба набора углов легко вычисляются для каждой энергии по формулам теории относительности.

Программирование задачи

Чтобы численно решить задачу по отысканию минимума выражения (2), компьютер «Maniac» должен получить команду сначала вычислить величину M для шести заданных фазовых сдвигов. Затем в соответствии с тем методом, который описывается ниже, эти углы будут изменяться ступеньками в поисках все меньших и меньших значений M, пока не будет найден минимум. Таким образом, в первой своей части программирование содержит команду вычислить функцию M, а во второй — команду найти минимум.

Первая часть довольно длинна, однако логически она совершенно проста. Машина вычисляет подряд вещественные и мнимые части величин (4), затем комбинирует их для того, чтобы вычислить величины (5) и сечения (6). После этого она составляет суммы, фигурирующие в (2). Для такого расчета нужны синусы и косинусы шести углов. Для начальных значений шести углов синусы и косинусы задаются как часть входных данных задачи. Затем по мере изменения углов используется простой способ вычисления новых значений тригонометрических функций, исходя из старых значений и правила сложения. На кодирование этой части задачи идет около 150 ячеек памяти. Несмотря на сложность функции M, машина вычисляет ее значение примерно за 4/10 секунды, тогда как расчет той же самой функции вручную занимает около 20 минут.

Отыскание минимума представляет собой ряд последовательных вычислений M для различных значений углов. Каждый раз, когда новые углы дают значение M, меньшее любого предыдущего, оно запоминается в качестве вре́менного минимума. Процесс прекращается, когда найден такой набор углов $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_6$, что значение M для него оказывается наименьшим из 12 значений, полученных увеличением или уменьшением одного из шести углов при особенно малом шаге. Чем меньше шаг, тем выше точность найденных значений минимума.

Для грубого определения минимума был выбран шаг $(1/2)^\circ$. После вычисления значения M для начальных углов компьютеру дается команда вычислить новое значение M, получающееся при увеличении α_1 на $(1/2)^\circ$. Если оно меньше начального, то компьютер продолжает вычисление значений M, все время прибавляя к α_1 по $(1/2)^\circ$, пока не будет достигнуто значение α_1 такое, что добавление к нему $(1/2)^\circ$ не уменьшит, а увеличит M. Если первая же добавка $(1/2)^\circ$ к α_1 приводит к возрастанию M, то компьютер получает команду вычитать из α_1 по полградуса до тех пор, пока M не перестанет убывать. По окончании этой операции с α_1 компьютер повторяет такой же процесс с α_2, затем с α_3 и т. д. вплоть до α_6. Этот цикл повторяется до тех пор, пока в двух последовательных циклах не будут получены неубывающие значения M. После того, как закончен грубый поиск минимума, компьютер получает команду проделать аналогичную операцию, используя на этот раз шаг $(1/16)^\circ$. По окончании второго поиска компьютер выдает оптимальные значения углов и сечений в минимуме.

Если у функции M всего один минимум, то можно ожидать, что независимо от начального набора углов процедура вычисления должна была бы всегда заканчиваться вблизи одного и того же положения минимума. Возможны ошибки до $(1/2)^\circ$, так как используется конечный шаг $(1/16)^\circ$. Для практических задач подобные ошибки совершенно несущественны. Если же у функции M несколько минимумов, то можно было бы ожидать, что в зависимости от набора углов, с которого начат расчет, компьютер может прекратить вычисление в разных относительных минимумах.

Для данной задачи было известно, что у функции M есть, по меньшей мере, четыре минимума, причем два из них соответствуют совершенно разным наборам углов, а еще два получаются из них при изменении знака у всех фазовых сдвигов. Чтобы выяснить, нет ли каких-либо дополнительных минимумов, нужно было бы провести достаточно подробный анализ этой функции, что для функции шести независимых переменных является невероятно трудной задачей. Эта проблема исследовалась по частям следующим образом: с одними и теми же экспериментальными данными поиск минимума повторялся около 30 раз, причем каждый раз расчет начинался с нового набора начальных углов, который выбирался случайным образом. Полученные минимумы были записаны и классифицированы. Было обнаружено три существенно разных минимума; для каждого из них в некоторых случаях найден одинаковый знак у переменных, в других — противоположный. Два из этих минимумов находятся вблизи уже известных положений, третий — совсем при других значениях углов. Однако последний минимум не существен с практической точки зрения, ибо он представляет собой лишь относительный минимум с довольно высоким значением M и, следовательно, дал бы совершенно неудовлетворительное решение задачи методом наименьших квадратов. Хотя эта процедура и не гарантирует отсутствия других минимумов, нам представляется не очень вероятным, чтобы какой-либо из них ускользнул от нас при такого рода поиске.

Результаты

В табл. I и II суммируются результаты, полученные для пионов с энергиями 113 и 135 *Мэв*. В каждой таблице в графе 1 указана величина, фигурирующая в соответствующей строке. Вторая графа дает выраженное в *мб/стерад* измеренное сечение с экспериментальной ошибкой. Третья и четвертая графы, названные «Первый минимум» и «Второй минимум», дают результаты двух решений задачи, отвечающих двум самым низким минимумам функции M. При вычислении значений в пятой графе использовалась та же самая программа, однако были изменены входные данные, так как три ошибки σ_-^1, σ_-^2, σ_-^3 возросли примерно в 1000 раз. Из выражения (2) ясно, что если это сделать, то из девяти членов M первые три становятся пренебрежимо малыми. Минимальное значение M будет тогда очень близко к нулю, ибо, по крайней мере в общем случае, можно будет найти набор из шести фазовых сдвигов, который точно описывает остальные шесть сечений. В реальном случае решение не совсем точно из-за конечно-

Таблица I

113 *Мэв*

	Измерено	Первый минимум	Второй минимум	ε_- увеличено	ε_+ увеличено	ε_γ увеличено
σ_-^1	0,55±0,23	0,707	0,702	1,362	0,603	0,672
σ_-^2	0,48±0,22	0,382	0,372	0,605	0,436	0,419
σ_-^3	0,73±0,19	0,698	0,705	0,931	0,740	0,711
σ_+^1	3,61±0,65	3,913	3,946	3,618	4,231	3,672
σ_+^2	5,29±0,62	5,034	5,041	5,258	4,383	5,207
σ_+^3	13,46±0,96	13,397	13,429	13,479	21,281	13,382
σ_γ^1	4,34±0,65	3,967	3,941	4,337	4,324	3,544
σ_γ^2	5,17±0,64	5,419	5,410	5,316	5,113	6,146
σ_γ^3	10,45±0,99	10,340	10,333	10,294	10,453	11,661
α_1		13,4°	13,3°	15,5°	16,8°	15,0°
α_2		—6,8	—6,9	—2,1	—1,9	—13,2
α_3		—27,1	—10,3	—26,4	—27,6	—26,5
α_4		—1,1	—35,8	—0,8	—18,0	—0,8
α_5		11,8	13,7	12,1	5,0	11,7
α_6		14,0	10,4	20,3	15,6	12,0
M		1,584	1,786			

Таблица II

135 *Мэв*

	Измерено	Первый минимум	Второй минимум	ε_- увеличено	ε_+ увеличено	ε_γ увеличено
σ_-^1	0,87±0,37	1,074	1,070	2,336	1,157	0,893
σ_-^2	0,65±0,35	0,400	0,370	0,732	0,481	0,618
σ_-^3	0,87±0,20	0,926	0,926	1,234	0,904	0,873
σ_+^1	5,66±2,18	6,399	6,688	5,818	9,423	5,723
σ_+^2	6,75±2,14	6,490	6,507	6,652	8,666	6,723
σ_+^3	21,64±3,55	22,100	22,344	21,610	26,834	21,497
σ_γ^1	6,50±1,00	5,581	5,606	6,486	5,881	4,137
σ_γ^2	6,70±0,90	6,676	6,462	6,687	6,826	5,310
σ_γ^3	12,80±0,90	12,683	12,762	12,806	12,763	10,461
α_1		21,2°	20,3°	24,2°	40,9°	25,2°
α_2		−2,7	−2,4	5,4	−1,7	−2,4
α_3		−37,9	−21,2	−35,6	−34,4	−35,2
α_4		−11,5	−48,7	−11,8	−20,9	−11,6
α_5		16,8	15,1	46,0	18,8	4,9
α_6		3,8	9,0	5,9	6,6	14,4
M		1,90	2,16			

сти шага, принятого при отыскании минимума M. Заметим, что сечения, для которых ошибка не изменялась (строки 4—9 в таблицах), весьма близки к измеренным величинам. Напротив, первые три сечения, для которых ошибки были сделаны практически бесконечными, описываются довольно плохо.

Аналогичную процедуру мы повторили, один раз увеличив ошибки трех сечений σ_+ (графа 6), а другой — ошибки сечений σ_γ (графа 7). Во всех этих трех случаях три сечения были вычислены по измеренным значениям шести остальных, причем в расчете совершенно не использовались их экспериментальные значения. Как показывает изучение таблицы, несмотря на то, что вычисленные сечения не очень близки к измеренным, они все же в какой-то мере схожи.

Решение задач по отысканию минимума с помощью электронных вычислительных машин

Обсуждавшаяся здесь задача дает пример задачи на отыскание минимума функции многих переменных. В принципе подобного рода задачи можно было бы решать двумя путями. Первый заключается в том, чтобы приравнять нулю все частные производные данной функции и, тем самым, получить систему n уравнений с n неизвестными (n — число переменных). В данном примере выбран второй путь: искать минимальное значение, вычисляя функцию в большом числе точек, пока не достигается минимум.

Разумеется, нет никаких общих критериев, руководствуясь которыми можно было бы отдать предпочтение тому или другому методу, и для различных задач выбор может быть разным. Метод, который применялся в нашем примере, был выбран потому, что решение шести уравнений с шестью неизвестными, полученных приравниванием нулю частных производных, оказалось бы, вероятно, более сложной задачей, чем непосредственное вычисление значений функции.

Как показал накопленный нами опыт, если искать минимум, заранее ничего не зная о его положении, то желательно исходить из произвольного набора начальных углов. Обычно проходит сравнительно большое время до того, как закончится первый цикл изменения шести переменных. В среднем это может занять около двух минут, что соответствует вычислению функции 400 раз. Следующий цикл изменения шести переменных обычно оказывается намного короче, и для него может хватить в среднем 30 секунд. В большинстве случаев грубый минимум, отвечающий шагу $(1/2)^\circ$, достигается за дюжину циклов и требует трех - четырех минут.

Точный поиск минимума при шаге $(1/16)^\circ$ в среднем занимает от одной до двух минут. Лишь в исключительных случаях грубый минимум в действительности оказывался довольно далеко от положения истинного минимума, и тогда дальнейшее приближение к минимуму при меньшем шаге длится гораздо дольше.

Метод решения систем уравнений со многими переменными

Такой же общий метод, как и тот, что применялся в данной задаче для нахождения минимума, можно использовать для решения сложной системы n уравнений с n неизвестными. Пусть эти уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} f_1(x_1, x_2, \ldots, x_n) &= a_1, \\ f_2(x_1, x_2, \ldots, x_n) &= a_2, \\ \cdots\cdots&\cdots\cdots \\ f_n(x_1, x_2, \ldots, x_n) &= a_n. \end{aligned} \tag{9}$$

Рассмотрим выражение

$$M = \sum_{1}^{n} [f_i(x_1, \ldots, x_n) - a_i]^2. \qquad (10)$$

Для решения уравнений (9) M равно нулю и больше нуля во всех других случаях. Таким образом, это решение отвечает минимуму M, который можно найти тем же методом, как и в случае нашей задачи. Конечно, фактическим решениям системы (9) будут соответствовать только те минимумы, для которых $M = 0$, возможные же другие относительные минимумы нужно будет отбросить.

Пример такой процедуры решения системы шести уравнений с шестью неизвестными дается в предшествующих расчетах в столбцах 5, 6 и 7 обеих таблиц. На самом деле применявшаяся процедура в точности соответствовала бы описываемой в данном разделе, если бы три ошибки были сделаны бесконечными, а не только очень большими. Причина того, почему эти ошибки были сделаны большими, но не бесконечными, является чисто практической, ибо при этом вовсе не нужно программировать задачу заново, а требуется просто изменить некоторые входные данные.

Естественно, если бы мы захотели получить более точные решения уравнения, нужно было бы использовать меньший шаг. Вероятно, машинное время было бы сэкономлено, если решение искать, начиная с грубого шага и последовательно уменьшать его по мере того, как получаются все более и более близкие решения.

Сомнительно, чтобы подобного рода процедура оказалась полезной при решении системы линейных уравнений. В этом случае, вероятно, более быстрым был бы метод последовательного исключения, чем поиск минимума. С другой стороны, возможно, что отыскание минимума окажется очень полезным в случае сложных уравнений, когда процедуру исключения осуществить нелегко.

Мы благодарны Джону Б. Джексону за помощь при работе на вычислительной машине.

1953

К статьям 137 и 138

Проводить первоначальные опыты по пионам было относительно простым и волнующим делом: каждый раз обнаруживалось что-то новое и важное. Совсем не так проходили измерения углового распределения, необходимые для более детального понимания пион-протонного взаимодействия. Ферми хотел изучить поведение фазовых сдвигов (по крайней мере, первых шести из них) в зависимости от энергии. Для положительных пионов измерения проводились при трех энергиях, а для отрицательных — при двух. В каждом случае изучалось три угла; для отрицательных пионов зарядово-обменное рассеяние отделялось от упругого. Задача оказалась вполне обширной и заняла значительную часть времени циклотрона. Первое подробное описание этой работы появилось более чем через год после ее начала.

Ожидая своей очереди работать на циклотроне и поступления жидкого водорода, группа Ферми должна была постоянно заниматься «домашним хозяйством» — поддерживать электронное оборудование и сцинтилляционные счетчики в рабочем состоянии. На фактические измерения уходила лишь незначительная доля времени, хотя и было нелегко получать точные данные. В промежутках между измерениями данные обрабатывались и производился — на первых порах вручную — фазовый анализ. Ферми великолепно владел настольной счетной машинкой: за 20 минут он мог вычислить сечения по данному набору фазовых сдвигов и редко делал ошибки. Но для нахождения наилучшего набора фазовых сдвигов такие вычисления должны были повторяться много раз.

Летом 1952 г. Ферми прервал эксперименты и отправился в Лос-Аламос, чтобы с помощью электронной машины проанализировать собранные к тому времени данные (см. статью 136). Осенью он вернулся в Чикаго экспертом по машинной обработке и горячим энтузиастом использования вычислительных машин. Ферми прочитал серию очень популярных лекций об использовании и программировании вычислительных машин; привез он с собой и наилучший набор фазовых сдвигов.

С ними дело оказалось не так просто: выяснилось, что существует несколько возможных наборов фазовых сдвигов, которые примерно одинаково хорошо удовлетворяют имеющимся данным. В течение нескольких последующих лет эксперты по физике пионов обсуждали различные возможные решения. Были решения Ферми, решения Янга, затем появились решения Ферми — Метрополиса, решения Штейнбергера и, наконец, решения Бете — Гоффмана. Лишь через некоторое время, уже после смерти Ферми, оказалось возможным довольно убедительно продемонстрировать, что правильным решением скорее всего является решение Бете — Гоффмана, которое по существу было первоначальным набором Ферми, должным образом распространенным на высокоэнергетическую область. Тем не менее статья 137 важна тем, что она показала, как из экспериментов по рассеянию извлекать информацию о природе взаимодействия между двумя элементарными частицами.

Здесь может быть уместно сказать несколько слов об организации нашей работы. В кабинете Ферми собиралось совещание; оно обычно вырастало из довольно неофициального обсуждения работы между Ферми и мной, затем к обсуждению присоединялись остальные — Нэгл и некоторые из аспирантов (Мартин, Йодх и, позднее, Гликсман). Нам не приходилось обсуждать, какой эксперимент проводить (он был всегда

тем же самым экспериментом по рассеянию), но зато всегда были вопросы усовершенствования методики, улучшения счетчиков и электроники, способов уменьшения фона и приемов работы с жидким водородом.

Я занимался общей организацией работы и следил за изготовлением необходимых деталей в мастерских, а также заботился о том, чтобы для ночных измерений было достаточное количество дипломников. Нэгл занимался всем, что касалось мишени и ее жидководородной начинки, а Мартин с помощью нашего электронщика, Лео Слэттери, готовил приборы к работе. На предварительной стадии работы Ферми обычно помогал тем, что изготавливал некоторые необходимые принадлежности в своей маленькой мастерской. Часто он брал на себя сборку новых сцинтилляционных счетчиков и проверку их работы. Иногда он помогал создавать катодные повторители, использовавшиеся с фотоэлектронными умножителями.

Первый день сеанса работы на ускорителе начинался с установки и юстирования оборудования; надо было перекатить электронные блоки на места, предназначенные для эксперимента, и подсоединить их, правильно установить отклоняющий магнит, поставить и тщательно отъюстировать водородную мишень, выложить защиту и установить на место счетчики. Ферми отдавался этой работе, начиная с 8.30, обычного времени его прихода, вплоть до 18—18.30, когда он привык отправляться домой на ужин. Он отрывался от работы на час, на лэнч, и еще на час или немногим больше — на лекцию, если он должен был читать ее в этот день.

К полудню все обычно устраивалось к удовлетворению Ферми, и он отправлялся на лэнч. После его возвращения запускался циклотрон, и Ферми шел в измерительную — проверять счетчики, измерять их плато, напряжение питания, случайные совпадения, эффективность. Прежде чем наступало время, когда Ферми уходил, доставлялся жидкий водород, мишень охлаждалась и делались первые несколько измерений. Теперь, когда все было достаточно хорошо организовано, могли появляться вечерняя и затем ночная смена, чтобы продолжать измерения вплоть до утра.

На следующее утро Ферми первым делом забирал все данные к себе в кабинет, чтобы найти по ним сечения и убедиться, что все выглядит разумно. Затем он снова спускался в измерительную, чтобы выполнить свою долю работы по фактической записи данных; при этом он внимательнейшим образом проверял, все ли в порядке и нет ли каких-нибудь недоразумений, которых могли бы не заметить его менее скрупулезные коллеги. Далее все шло заведенным порядком несколько дней, пока не кончался жидкий водород. Это было концом сеанса работы на ускорителе.

Когда все нити управления экспериментом сходились к Ферми в измерительную, он выглядел наиболее довольным и наименее напряженным. Он с удовольствием следил за правильностью мигания пересчеток, выключал их в нужные моменты и записывал показания. Когда начинался следующий сеанс работы, он принимался за счетную машинку, стоявшую перед ним на столе, а окончив вычисление сечений и тщательно выписав их рядом с остальными, он мог откинуться и сказать: «Знаете, эти пионы предпочитают рассеиваться назад». Когда этот факт описывался им в статье, то это было не просто результатом, который выявился после обработки всех данных, это было нечто такое, за чем он следил все время.

Получив некоторые сведения о фазовых сдвигах, Ферми попытался выяснить их смысл. В частности, можно было считать, что фазовые сдвиги s-волны обусловлены

потенциальной ямой. Ферми попытался установить, на что может быть похожа сдвинутая по фазе p-волна. Некоторые из этих соображений появились в его лекциях, прочитанных в Варенне ([Б270]; «Лекции о π-мезонах и нуклонах». ИЛ, М., 1956.— *Ред.*). Кроме того, Ферми установил тот интересный факт, что протоны отдачи при рассеянии должны быть поляризованы. Измерив эту поляризацию, можно было четко различить возможные наборы фазовых сдвигов. Это послужило предметом статьи 138.

Г. Андерсон

137

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПИОНОВ, РАССЕЯННЫХ НА ВОДОРОДЕ*

(Совместно с Г. Андерсоном, Р. Мартином и Д. Нэглом)

Угловое распределение пионов, рассеянных на жидком водороде, изучалось с помощью коллимированных пионных пучков Чикагского синхроциклотрона. Дифференциальные сечения положительных пионов с энергиями 78, 110 и 135 *Мэв* и отрицательных пионов с энергиями 120 и 144 *Мэв* измерялись для углов 45, 90 и 135° в лабораторной системе координат. В случае отрицательных пионов процессы упругого и зарядово-обменного рассеяния исследовались в отдельных опытах. Рассеяние положительных пионов и зарядово-обменное рассеяние отрицательных пионов происходят преимущественно назад; упругое же рассеяние отрицательных пионов — преимущественно вперед.

Результаты интерпретировались с помощью фазового анализа в предположении, что рассеяние обусловлено в основном состояниями с изотопическими спинами $^3/_2$ и $^1/_2$ и моментами импульса $s_{1/2}$, $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$.

Экспериментальные результаты описываются довольно точно следующими фазовыми сдвигами, выраженными в градусах, для состояний с моментами импульса в указанном ниже порядке при 120 *Мэв*: ∓ 15, ± 4, ± 30 для изотопического спина $^3/_2$ и ± 9, ∓ 3, ± 2 для изотопического спина $^1/_2$; при 135 *Мэв*: ∓ 14, ± 5, ± 38 для изотопического спина $^3/_2$ и ± 10, ∓ 5, ± 2 для изотопического спина $^1/_2$.

Ранее [1,2] мы сообщали об измерениях при различных энергиях полных сечений взаимодействия отрицательных и положительных пионов с водородом. Для более подробного изучения характеристик взаимодействия пио-

* *Angular Distribution of Pions Scattered by Hydrogen.* (With H. Anderson, R. Martin and D. Nagle.) Phys. Rev., 1953, 91, 155—168.

[1] Anderson, Fermi, Long, Martin, Nagle. Phys. Rev., 1952, **85**, 934. (Статья 131.)

[2] Anderson, Fermi, Long, Nagle. Phys. Rev., 1952, **85**, 936. (статья 132.)

нов с протонами казалось важным исследовать также природу и угловое распределение рассеянных частиц [3]. В настоящее время проводятся опыты на хорошо коллимированных пионных пучках Чикагского синхроциклотрона с помощью методики сцинтилляционных счетчиков. Настоящая статья — отчет о состоянии этого исследования.

I. Схема опыта

Пионы образуются при падении протонного пучка с энергией 450 *Мэв* на внутреннюю бериллиевую мишень синхроциклотрона. Отрицательные пионы, испускаемые вперед, отклоняются магнитным полем синхроциклотрона и выходят через тонкую алюминиевую фольгу из вакуумной камеры ускорителя. Наличие некоторой фокусировки приводит к тому, что заметная доля пионов данной энергии выходит из синхроциклотрона в виде довольно параллельного пучка. В защите (12 футов стали и бетона), отделяющей синхроциклотрон от экспериментального зала, был проделан ряд каналов для пропускания пучков с различными энергиями.

Установленный в экспериментальном зале секторный магнит отклоняет пионы на угол, близкий к 45°. Таким образом пучок очищается от большинства нежелательных частиц (в основном, нейтронов), которые проходят через коллиматор.

Положительные пионы получаются реверсированием направления магнитных полей и циклотрона, и отклоняющего магнита. При этом протонный пучок в циклотроне циркулирует в направлении против часовой стрелки, а положительные пионы, испускаемые назад по отношению к этому направлению, следуют по тем же самым траекториям и имеют те же самые энергии, что и соответствующие отрицательные пионы. Испускание назад маловероятно, и поэтому интенсивность полученных таким образом положительных пионов много меньше, чем интенсивность отрицательных пионов.

Общая схема опыта приведена на рис. 1. Пионный пучок, выделенный телескопом из двух жидкостных сцинтилляционных счетчиков № 1 и 2 диаметром 2 дюйма, попадает на водородную мишень. Рассеянные частицы регистрируются с помощью двух сцинтилляционных счетчиков № 3 и 4, поставленных на ферме, которую можно поворачивать вокруг центральной оси водородной мишени. В некоторых опытах счетчики № 3 и 4 имели диаметр 4 дюйма; в других опытах они имели форму прямоугольника 4×6 *дюйм*^{2}. Когда частица проходит через первые два счетчика и рассеивается таким образом, что проходит через вторую пару счетчиков, отмечается четырехкратное совпадение. Одновременно регистрируются двойные совпадения первых двух счетчиков. Доля первичного пучка, которая испытывает рассеяние, дается отношением числа четырехкратных к числу

---

[3] Anderson, Fermi, Nagle, Yodh. Phys. Rev., 1952, 86, 793. ([Б253].)

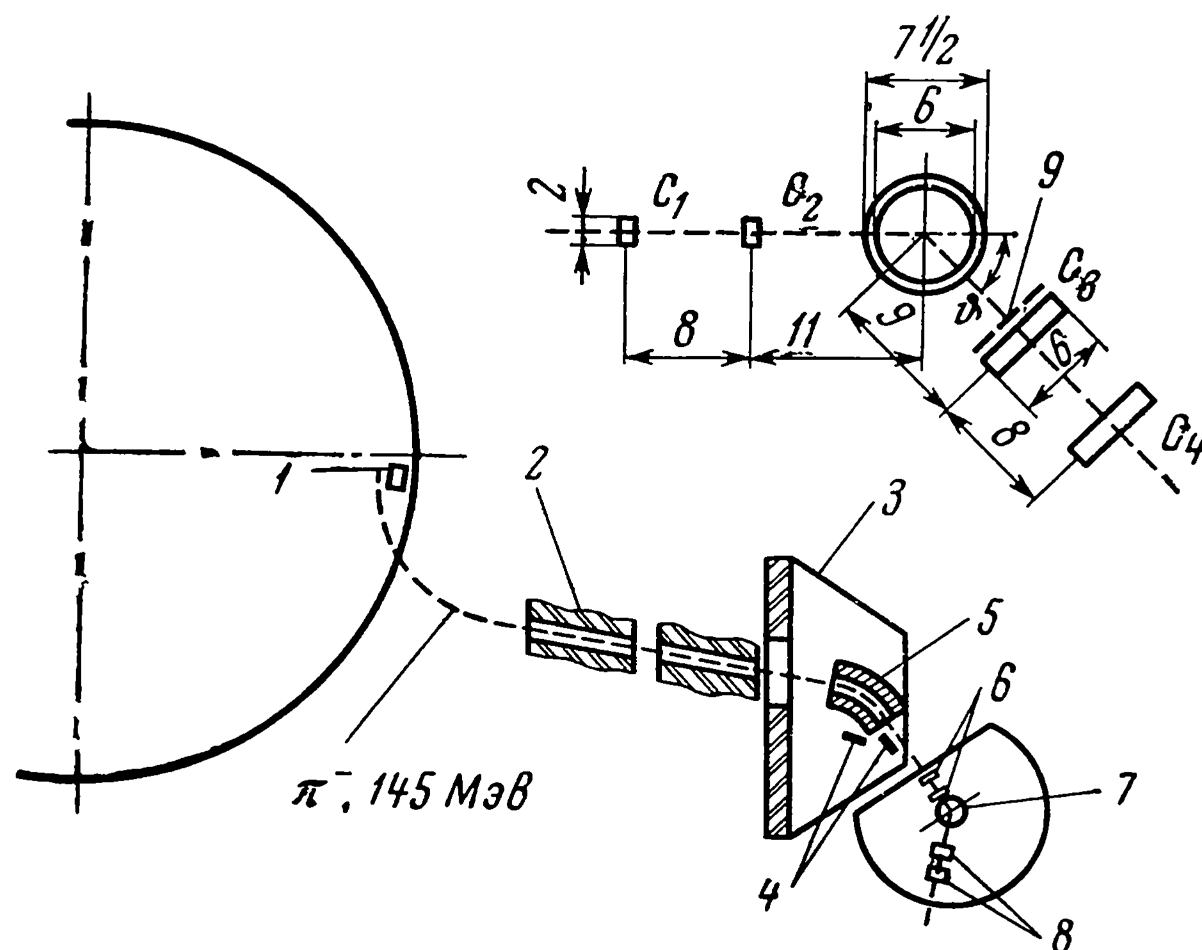


Рис. 1. Схема опыта. В верхней части рисунка изображены детали геометрии опыта по рассеянию; размеры даны в дюймах

1 — бериллиевая мишень, движущаяся по радиусу 76 дюймов; 2 — железная защита; 3 — отклоняющий магнит; 4 — свинцовая защита; 5 — алюминиевый коллиматор; 6 — сцинтилляционные счетчики ⌀ 2 дюйма; 7 — жидководородная мишень; 8 — сцинтилляционные счетчики 4 × 6 *дюйм*²; 9 — свинцовый конвертор; C_1, C_2, C_3, C_4 — счетчики

двухкратных совпадений. Конструкция водородной мишени предусматривала быстрое заполнение ее жидким водородом и освобождение от него, чтобы отделить эффект на водороде от рассеяния на окружающих материалах. Схема совпадений имела достаточно малое разрешающее время ($2\cdot10^{-8}$ *сек*), а общий фон рассеянного излучения в помещении был достаточно невелик, чтобы число случайных совпадений было весьма незначительным.

II. Сцинтилляционные счетчики

Было найдено, что в настоящей работе удобно применить жидкостные сцинтилляционные счетчики, так как их рабочая площадь может быть сделана достаточно большой и притом со вполне равномерной по площади чувствительностью. Их характерное время достаточно мало ($6\cdot10^{-9}$ *сек*). Использование материалов низкой плотности и малых Z приводит к тому, что поглощение и рассеяние пионов в них терпимо малы. Конструкция двухдюймового сцинтилляционного счетчика показана на рис. 2. Сосуд для сцинтиллятора изготовлен из прозрачного люцита толщиной $^3/_4$ дюйма с люцитовыми окнами толщиной 1/16 дюйма. Сцинтиллирующей жидкостью является фенилциклогексан с добавкой терфенила (3 *г/л*) и дифенилэкзатрена (10 *мг/л*), согласно рецепту Кальмана [4]. Конец люцитового сосуда изготовлен таким образом, что он по форме подходит к фотокатоду фотоумножителя 5819; хороший оптический контакт обеспечивается тонким слоем прозрачного силиконового масла. Весь сосуд оборачивается тонкой алюминиевой фольгой для увеличения эффективности сбора света.

[4] H. Kallman, M. Furst. Phys. Rev., 1951, 81, 853.

Защита фотоумножителя и сосуда от света осуществляется с помощью черной изоляционной ленты. Железная защита предохраняет фотоумножитель от рассеянного магнитного поля синхроциклотрона.

В различное время использовались два разных типа счетчиков № 3 и 4. В первых опытах использовались сцинтилляционные счетчики с диаметром 4 дюйма; впоследствии они были заменены на счетчики с чувствительной площадью 4 × 6 *дюйм*^{2}. Толщина счетчиков с диаметром 4 дюйма была 1 дюйм, а люцитовых окон — 1/16 дюйма. Концы люцитового сосуда по форме согласовывались с большим цилиндрическим фотокатодом фотоумножителя RCA С-7157. Люцитовый сосуд и фотоумножитель были помещены в стальную коробку для защиты от магнитного поля. Коробка была снабжена окнами из пермаллоя толщиной 1/32 дюйма, расположенными перед и за чувствительной частью сцинтилляционного счетчика.

Конструкция сцинтилляционных сосудов 4 × 6 *дюйм*^{2} приведена на рис. 3. Они также изготовлены из прозрачного люцита с люцитовыми окнами толщиной 1/16 дюйма, при этом полная толщина счетчика составляет 0,5 дюйма. Концы сосудов изготовлены таким образом, что их форма соответствует большому цилиндрическому фотокатоду фотоумножителя RCA С-7157. Фотоумножитель защищен от рассеянного поля синхроциклотрона цилиндрической железной трубкой, не показанной на рисунке. Сам сцинтилляционный сосуд обернут тонкой фольгой с целью улучшения сбора света, а также защиты от ненужного света.

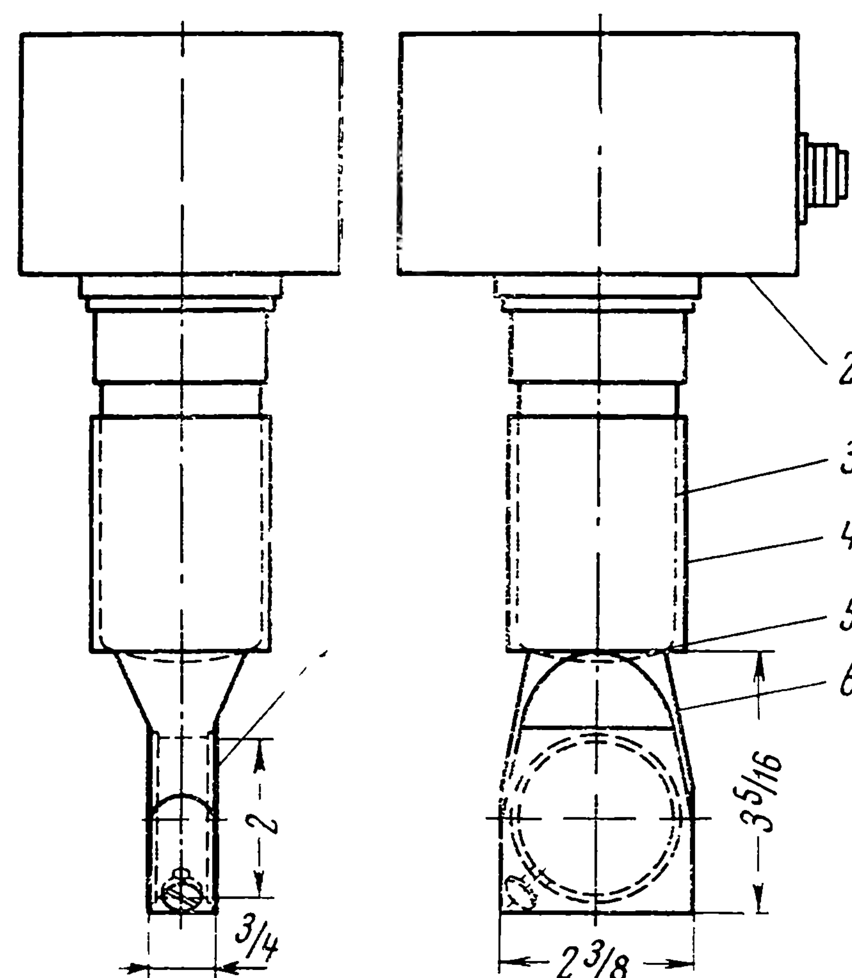


Рис. 2. Сцинтилляционные счетчики диаметром 2 дюйма

1 — алюминиевая фольга; *2* — кожух предусилителя; *3*—фотоумножитель RCA 5819; *4* — пермаллоевая защита; *5* — силиконовая смазка; *6* — люцитовый сосуд

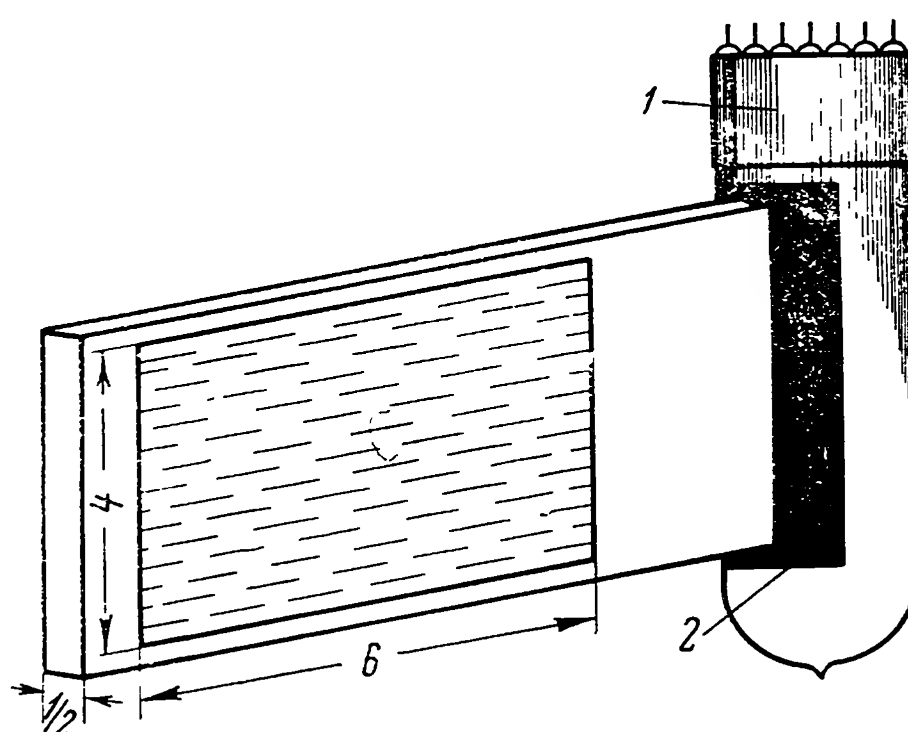


Рис. 3. Прямоугольные сцинтилляционные счетчики (размеры даны в дюймах)

1 — фотоумножитель RCA С-7157; *2* — фотокатод

Рис. 4. Принципиальная схема блока совпадений

Справа, за пунктирной линией, показан один из четырех переключателей, служивших для отключения соответствующего канала

Что же касается амплитуды светового сигнала, то оба типа сцинтилляторов однородны в пределах 5% по всей площади. Это было показано с помощью узкого (1/4 дюйма) пучка гамма-лучей от Co^{60}: пучок пропускался через различные точки диаметров счетчика, параллельных и перпендикулярных фотокатоду, а анодный ток фотоумножителя измерялся непосредственно микроамперметром.

Фотоумножители были присоединены к предусилителю, а импульсы формировались с помощью 200-омной линии длиной 8 футов; таким образом получались довольно прямоугольные импульсы длительностью $2 \cdot 10^{-8}$ *сек*. Импульсы попадали в контрольное помещение синхроциклотрона через 150-футовый 95-омный кабель RG7-U. Импульсы усиливались в 10 раз с помощью 100-омных усилителей с распределенными параметрами и подавались на схему совпадений.

При конструировании схемы совпадений использовались некоторые идеи Гарвина [5]. Применявшаяся нами схема совпадений показана на рис. 4. С помощью этой схемы можно было регистрировать одиночные им-

[5] R. L. Garwin. Rev. Sci. Instr., 1950, **21**, 569.

пульсы от любого сцинтилляционного счетчика, либо двойные, тройные и четверные совпадения в любой комбинации, для чего использовались соответствующие переключатели. Импульсы с выходов первых двух сцинтилляционных счетчиков подавались на первую схему совпадений для регистрации двойных совпадений, а также на вторую схему совпадений для регистрации четверных совпадений всех четырех сцинтилляционных счетчиков. Схема срабатывала от отрицательных импульсов не менее 2 вольт, когда их продолжительность превышала $1 \cdot 10^{-8}$ *сек*. Режим фотоумножителей был таков, что на их выходе выделялось около 0,4 вольт в случае импульсов, обусловленных мезонами. При десятикратном усилении этого было более чем достаточно для надежной работы схемы совпадений. Как показал просмотр на быстром осциллографе «Tektronix» типа 517, мезонные импульсы были довольно однородны по амплитуде.

Эффективность счета для этих сцинтилляторов должна быть близкой к 100%. Для общей проверки этого сравнивались числа четверных и двойных совпадений, когда счетчики № 3 и 4 помещались между счетчиками № 1 и 2 (в пучке пионов). Полученное отношение обычно было очень близким к единице.

III. Мишень

Бериллиевая мишень, в которой рождаются мезоны, снабжена калиброванным термопарным устройством, которое регистрирует на Брауновском потенциометре мощность в ваттах, выделяемую пучком протонов в мишени. Бо́льшая часть этой энергии связана с ионизационными потерями, некоторая — обусловлена ядерными реакциями, но во всяком случае выделяемая в мишени энергия пропорциональна длине пути протонов в мишени и, следовательно,— числу образовавшихся мезонов.

Показания термопары сами по себе не имеют существенного значения в настоящей работе. Однако относя скорость счета наших счетчиков к единице энергии (в ватт-минутах), выделяющейся в мишени, можно проверить в целом работу нашей аппаратуры; это полезно не только для каждого сеанса работы на ускорителе, но также и для оценок стабильности нашего оборудования ото дня ко дню.

Используемая в настоящих опытах бериллиевая мишень имела следующие размеры: 2 дюйма в направлении пучка, высота 0,5 дюйма и толщина 1/4 дюйма. В большинстве опытов мощность составляла от 10 до 25 ватт. При 12 ваттах счет двойных совпадений счетчиков № 1 и 2, регистрирующих попадающие на аппаратуру пионы, был: для положительных пионов с энергией 78 *Мэв* — 36 000 в минуту; для положительных пионов с энергией 110 *Мэв* — 6000 в минуту; для положительных пионов с энергией 135 *Мэв* — 900 в минуту; для отрицательных пионов с энергией 120 *Мэв* — 230 000 в минуту и для отрицательных пионов с энергией 144 *Мэв* — 65 000 в минуту.

IV. Жидководородная мишень

В нашем исследовании использовались два различных контейнера для жидкого водорода. Они отличались в основном материалами, из которых были изготовлены, и толщиной двух окон дьюаров для жидкого водорода. Один из контейнеров использовался все время в пучке положительных пионов, а другой — в пучке отрицательных пионов.

Установка, предназначенная для хранения жидкого водорода, показана на рис. 5. Мезоны проходили горизонтально через нижнюю часть установки, где стенки тоньше. Внешняя стенка контейнера для измерений с положительными пионами была сделана из нержавеющей стали толщиной 0,032 дюйма, а внутренняя стенка — из латуни толщиной 0,020 дюйма; внутренний диаметр составлял 5,8 дюйма. Для измерений с отрицательными пионами внешняя стенка делалась из алюминия толщиной 0,060 дюйма и внутренняя стенка — из нержавеющей стали толщиной 0,0075 дюйма, а внутренний диаметр составлял 5 $^5/_8$ дюйма. Пространство между стенками было откачано до давления 10^{-6} *мм рт. ст.* Внутренний цилиндрический контейнер для жидкого водорода имел объем около 4 литров. Резервуар емкостью 12 литров находился прямо над контейнером и соединялся с ним с помощью трубки диаметром $^3/_8$ дюйма, доходящей почти до дна контейнера. В верхней части контейнера имелась трубка, предназначенная для отвода паров, когда он был заполнен жидкостью. Когда требовалось извлечь жидкость из контейнера, эта трубка закрывалась извне с помощью клапана: тогда под давлением паров жидкость поднималась в резервуар. При открывании клапана жидкость опускалась обратно в контейнер под действием силы тяжести. Таким образом, было воз-

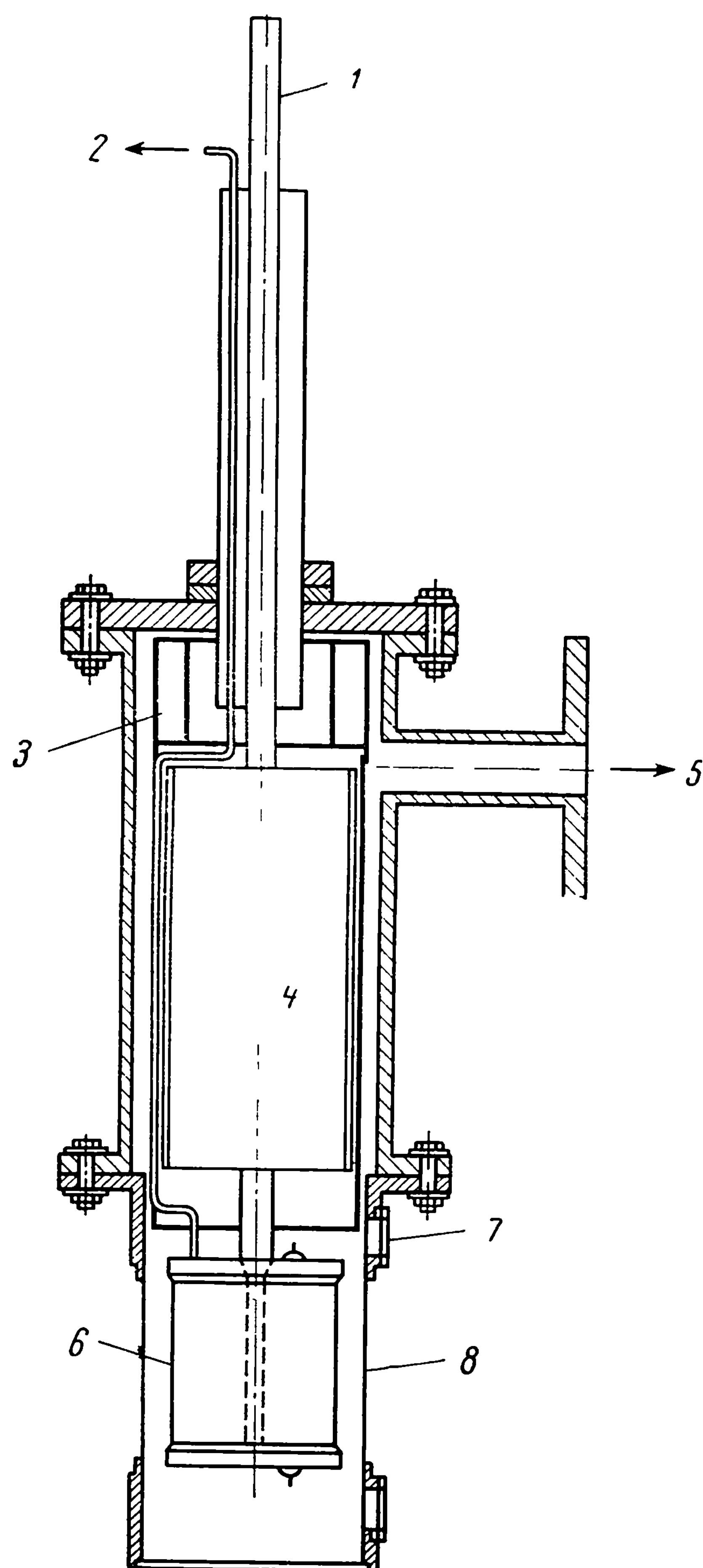


Рис. 5. Жидководородная мишень

1 — соединение с резервуаром; *2* — отвод водорода; *3* — азотный экран; *4* — резервуар; *5* — к диффузионному насосу; *6* — контейнер для водорода; *7* — окошко; *8* — наружный вакуум-плотный кожух.

можно попеременно измерять рассеяние пионов при контейнере, заполненном жидкостью или пустом.

Два плоских конденсатора давали сведения о том, заполнен или пуст сосуд; для этого использовалось заметное увеличение емкости, происходящее при заполнении пространства между пластинами конденсатора жидким водородом.

Резервуар экранировался от радиации защитой из жидкого азота так, что скорость испарения была около 0,6 литра в час. Имея в запасе 50 литров жидкого водорода, было возможно продолжать опыт в течение 24 часов.

V. Энергия первичных пионов

Энергия первичных пионов приблизительно известна по тому, через какой коллиматор они проходят. Эти коллиматоры устанавливались после довольно подробного изучения траекторий пионов различных энергий. Однако энергия данного коллиматора только номинальна, потому что она зависит от положения мишени и от напряженности магнитного поля синхроциклотрона, которые не всегда точно воспроизводятся.

По этой причине энергию пионного пучка, используемого в каждом опыте, более надежно измерять непосредственно. Это осуществлялось либо измерением кривой поглощения пионов, либо наблюдением эффекта Пановского. Типичная кривая пробега приведена в логарифмическом масштабе на рис. 6. Она была получена с положительным пионным пучком от коллиматора с номинальной энергией 122 *Мэв*. Четыре счетчика были отъюстированы на одной прямой линии без водорода в контейнере; между счетчиками № 2 и 3 ставились медные поглотители. Кривая поглощения обнаруживает два резких спада, соответствующих концу пробега пионов и мюонов. Средние пробеги (без поправок) из этой кривой суть 38,4 и 59,8 *г/см²* меди.

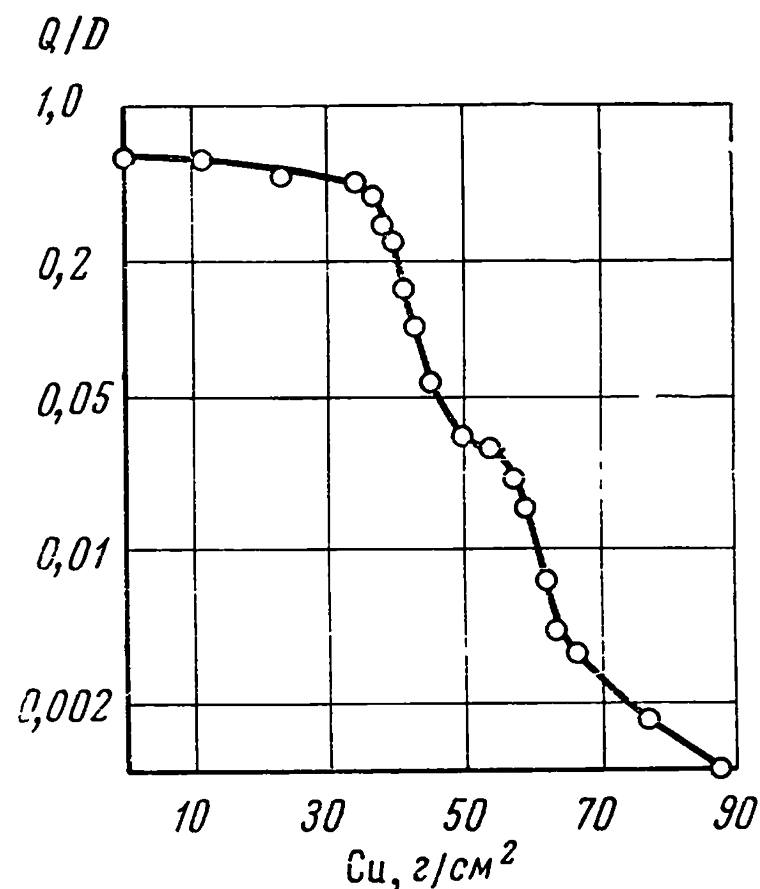


Рис. 6. Кривая пробегов π^+-мезонов в меди

Для вычисления энергии пионов в центре контейнера с жидким водородом следует ввести поправки в эти пробеги, так как количества поглотителей, присутствующих во время измерения поглощения и во время опытов по рассеянию, различны. Для перехода от пробега к энергии использовались таблицы пробег — энергия для протонов, данные Ароном [6], а для отношения масс протона и пиона принималась величина 6,65. Кривая пробега на рис. 6 может быть также использована для оценки примесей

[6] W. A. Aron. Berkeley Report UCRL 1325, 1951 (не опубликовано).

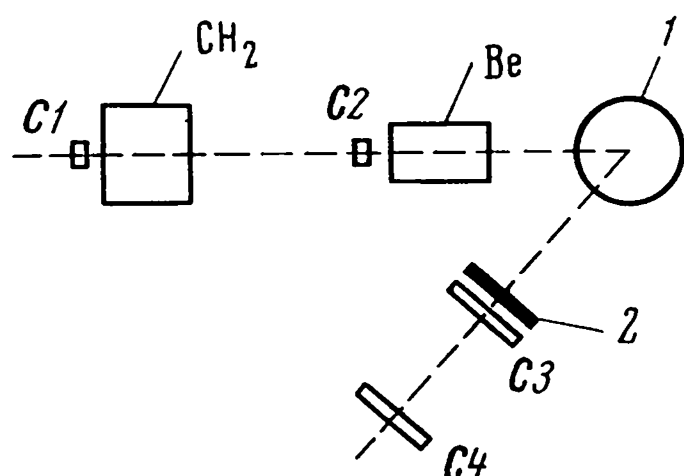


Рис. 7. Схема опыта с регистрацией излучения Пановского

1 — водородная мишень; 2 — свинцовый радиатор толщиной 1/4 дюйма; C_1, C_2, C_3, C_4 — сцинтилляционные счетчики

мюонов и электронов в пучке. Например, в упомянутом случае мы оценили, что примеси мюонов составляют 7%.

В некоторых опытах энергия пучка определялась с помощью эффекта Пановского. Геометрия этого типа измерения показана на рис. 7. Перед счетчиком № 3 был помещен свинцовый радиатор толщиной $^1/_4$ дюйма с целью увеличения его чувствительности к гамма-излучению. Поглотители с низким атомным весом — бериллий и полиэтилен — помещались в пучок перед мишенью из жидкого водорода. На рис. 8 приведено отношение числа четверных к числу двойных совпадений (Q/D) в зависимости от толщины поглотителя. Кривая обнаруживает резкий максимум при

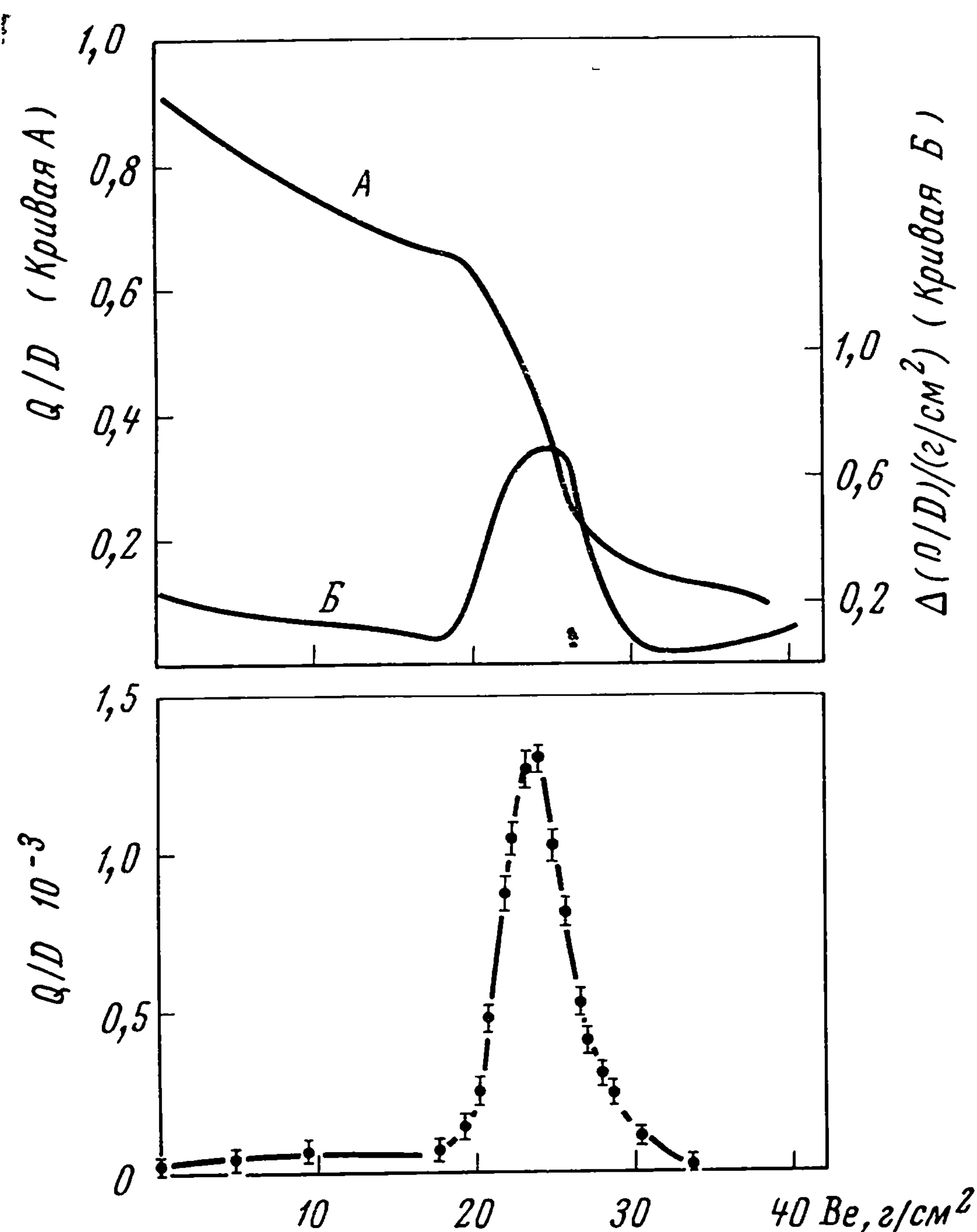


Рис. 8. На осях абсцисс отложено количество поглотителя из Be; на нижней кривой представлена интенсивность излучения Пановского; кривые *А*, *Б* представляют кривую поглощения и ее производную

Дополнительный поглотитель толщиной 11,24 *г/см²* из полиэтилена, помещенный между счетчиками № 1 и № 2, не указан

23,8 *г/см²* бериллия. К этому значению следует добавить поглотитель (11,24 *г/см²* полиэтилена) между счетчиками № 1 и 2, бериллиевый эквивалент которого — 14,6 *г/см²*. Итак, общее количество бериллия, необходимое для уменьшения энергии пионов до такого значения, чтобы они остановились в водороде, составляет 38,4 *г/см²*, что соответствует энергии 110 *Мэв*.

В верхней части рис. 8 дается кривая поглощения, полученная в той же геометрии, что и при измерении эффекта Пановского, а также ее производная. Можно видеть, что максимум производной совпадает с максимумом кривой Пановского. Обсуждение количественного сравнения двух кривых можно найти в разделе VIII.

VI. Рассеяние положительных пионов

Для положительных пионов считалось возможным только упругое рассеяние, представленное реакцией



$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p. \tag{1}$$

После рассеяния пион и протон делят кинетическую энергию первичного пиона. В нашем опыте условия были всегда таковы, что протоны не могли быть зарегистрированы, так как их пробег был слишком мал для проникновения в счетчики № 3 и 4. Поэтому все наблюдавшиеся акты «рассеяния» приписывались рассеянным положительным пионам. Измерения рассеяния положительных пионов выполнялись при трех энергиях первичных пионов 78, 110 и 135 *Мэв* (речь идет о средней энергии в центре контейнера для водорода). Измерения проводились при трех углах рассеяния 45, 90 и 135°. При каждом значении энергии и угла измерялась скорость счета с водородом и без него, а разница двух результатов приписывалась рассеянию на водороде.

В измерениях при 110 и 135 *Мэв* в положениях 3 и 4 использовались счетчики 4-дюймового диаметра. В опыте при энергии 135 *Мэв* расстояния от счетчиков № 3 и 4 до центра рассеивателя были «стандартными»: 9 и 17 дюймов. Эти расстояния в некоторых измерениях при 110 *Мэв* составляли 8,7 и 16,7 дюйма, в других же измерениях они составляли 10,8 и 18,8 дюйма. В этих случаях данные пересчитывались к «стандартной» геометрии. Для обоих энергий измерялось отношение Q/D счета четверных совпадений к счету двойных совпадений. Результаты представлены в табл. I.

Для вычисления из этих данных соответствующего сечения рассеяния для каждого угла необходимо знать эффективный телесный угол, стягиваемый счетчиками № 3 и 4. Для углов рассеяния 45 и 135° он составлял 0,0435 стерадиан. Для угла 90° телесный угол составлял 0,0410 стерадиан, т. е. несколько меньше; это связано с тем, что некоторые частицы, рассеянные на «входе» или на «выходе» рассеивателя, могли попадать толь-

Таблица I

Значения $10^6 \cdot Q/D$ для положительных пионов с энергиями 110 и 135 *Мэв* (счетчики диаметром 4 дюйма; приведено к стандартной геометрии)

Угол	С водородом	Без водорода	Разность	Угол	С водородом	Без водорода	Разность
	110 *Мэв*				135 *Мэв*		
45°	262,6±15,0	162,3±18,4	100,4±19,8	45°	454±47	280±47	174±67
90°	124,0±10,5	21,0±6,7	103,0±12,5	90°	199±32	63±28	136±43
135°	243,5±12,7	50,5±8,1	193,0±15,1	135°	403±45	74±30	329±54

ко в счетчик № 4, но не в счетчик № 3. При вычислении сечений учитывался тот факт, что 93% первичного пучка состоят из пионов. Предполагалось, что мюоны и небольшое число электронов в пучке заметно не рассеивались.

Средняя длина пути пионов, проходящих через водород в этих опытах, составляла 14,4 *см*. Когда контейнер был заполнен жидким водородом, число атомов на *см*^{3} составляло $4{,}2 \cdot 10^{22}$. Когда контейнер был пуст, он все-таки содержал водород в газовой фазе при температуре жидкого водорода ($0{,}07 \cdot 10^{22}$ *атом/см*^{3}). Разность ($4{,}13 \cdot 10^{22}$), умноженная на эффективную длину контейнера, дает $5{,}95 \cdot 10^{23}$ атомов водорода на 1 *см*^{2}.

Эффективность счетчиков № 3 и 4 для регистрации рассеянного пиона, «геометрически попадающего» в телесный угол обоих счетчиков, не была равна 100% вследствие того, что эффективность отдельных счетчиков неидеальна (98%); кроме того, ядерное поглощение в первом счетчике и в водороде контейнера еще уменьшало эффективность до ~ 93%. В табл. II приведены сечения на стерадиан в лабораторной системе и в системе центра масс.

Вероятные ошибки, данные в табл. II, имеют только статистический характер. Неопределенности в энергии и примесях пучка пионов, равно как и погрешности в оценке эффективности регистрации, также дают вклад в ошибку опыта. Но в данном случае эти дополнительные ошибки не учитывались, так как статистическая ошибка являлась, по нашему мнению, преобладающей.

При энергии 78 *Мэв* измерения с положительными пионами выполнялись позже и в качестве счетчиков № 3 и 4 использовались счетчики прямоугольной формы 4 × 6 *дюйм*^{2}. В этом случае расстояния от счетчиков № 3 и 4 до центра контейнера были соответственно 9 и 17 дюймов. Интенсивность пучка при среднем уровне 23 ватта составляла ~ 70 000 двойных совпадений в минуту. Результаты измерения собраны в табл. III. Переход от этих данных к сечениям делается по аналогии с предыдущими случаями.

Таблица II

Дифференциальные сечения для положительных пионов

Энергия, *Мэв*	Лабораторная система		Система центра масс	
	Угол рассеяния	Дифференциальное сечение, 10^{-27} *см²/стерад*	Угол рассеяния	Дифференциальное сечение, 10^{-27} *см²/стерад*
78	45°	1,96±0,33	53,8°	1,50±0,25
	90°	2,26±0,31	102,0°	2,34±0,32
	135°	3,09±0,34	143,2°	4,29±0,47
110	45°	4,48±0,88	54,9°	3,33±0,65
	90°	4,88±0,59	103,2°	5,09±0,62
	135°	8,62±0,67	143,9°	12,35±0,96
135	45°	7,77±3,00	55,7°	5,66±2,18
	90°	6,42±2,03	104,2°	6,75±2,14
	135°	14,70±2,41	144,5°	21,64±3,55

Таблица III

Значения величины 10^6 Q/D для положительных пионов с энергией 78 *Мэв* (счетчики 4×6 *дюйм*²; стандартная геометрия)

Угол	С водородом	Без водорода	Разность
45°	510,9±10,4	425,7±9,8	85,2±14,3
90°	217,5±10,4	121,5±7,8	96,0±13,0
135°	390,9±11,4	256,6±9,3	134,4±14,8

В этом случае мы предполагали, что 92% счета двойных совпадений обусловлены пионами. Телесный угол составлял ~0,083, при этом имелись несущественные геометрические поправки и поправки на рассеяние. Сечения в лабораторной системе и в системе центра масс приведены в табл. II. Видно, что во всех этих случаях $d\sigma/d\omega$ значительно больше в направлении назад, чем в направлении вперед. Этот факт, по-видимому, указывает на существование отрицательной интерференции между рассеянными s- и p-волнами, что будет обсуждено позже.

Для получения полных сечений можно проинтегрировать дифференциальные сечения в лабораторной системе по телесному углу. Результаты

приведены во второй графе табл. IV. В третьей графе этой таблицы даны полные сечения при той же самой энергии, полученные интерполяцией данных по измерению ослабления пучка [2]. Согласие находится в пределах экспериментальных ошибок.

Таблица IV

Полные сечения положительных пионов

Энергия, *Мэв*	Полное сечение, 10^{-27} *см*^{2}	
	метод интегрирования	метод ослабления пучка
78	31 ± 3	45 ± 13
110	77 ± 6	82 ± 8
135	126 ± 20	149 ± 14

VII. Рассеяние отрицательных пионов

Измерение рассеяния отрицательных пионов проводилось для двух значений энергии первичного пучка 120 и 144 *Мэв* (средняя энергия в центре водородного контейнера). По-видимому, возможны три процесса:

$$\pi^- + p \to \pi^- + p, \tag{2}$$

$$\pi^- + p \to \pi^0 + n \to 2\gamma + n, \tag{3}$$

$$\pi^- + p \to \gamma + n. \tag{4}$$

Реакция (2) соответствует упругому рассеянию отрицательных пионов протонами. Реакция (3) соответствует рассеянию с обменом заряда, при котором протон превращается в нейтрон, а отрицательный пион — в нейтральный пион, почти мгновенно распадающийся на два фотона. Реакция (4) есть процесс, обратный фотоэлектрическому эффекту, в котором фотон при столкновении с нейтроном образует отрицательный пион. Сечение процесса (4) можно оценить из обратного процесса [7] с помощью соображений, основанных на принципе детального равновесия. Такое сечение оказывается равным только $0{,}8 \cdot 10^{-27}$ *см*^{2}. Настоящие измерения подтверждают полученный ранее [8] результат, что процесс (3) заметно более интенсивен, чем процесс (2).

Чувствительность пары счетчиков № 3 и 4 к фотонам, образован-

---

[7] Bishop, Steinberger, Cook. Phys. Rev., 1950, 80, 291; Feld, Frisch, Lebow, Osborne, Clark. Phys. Rev., 1952, 85, 680.

[8] Fermi, Anderson, Lundby, Nagle, Yodh. Phys. Rev., 1952, 85, 935. (Статья [Б249].)

ным в результате процесса рассеяния, обычно довольно низка. Однако она может быть существенно увеличена, если перед счетчиком № 3 поместить свинцовую пластинку, конвертирующую гамма-лучи в электрон-позитронные пары, которые и регистрируются счетчиками. По этой причине в опытах с отрицательными пионами для каждого угла рассеяния проводились четыре измерения, а именно: измерения отношения Q/D с жидким водородом и без него в контейнере и со свинцовым конвертором толщиной 1/4 дюйма перед счетчиком № 3 и без него. Чистый эффект, обусловленный водородом, вычислялся как разность скоростей счета с водородом и без него.

Для того чтобы получить отдельно число рассеянных пионов и число фотонов от распада π^0-мезона, попадающих в регистрирующие счетчики № 3 и 4, необходимо знать эффективности для двух типов частиц. Счетчики, использованные в опытах с отрицательными пионами, были тоньше, чем использованные в опытах с положительными пионами. Потеря чувствительности, обусловленная поглощением, была меньше. В целом, эффективность без свинцового конвертора была оценена в 97%. В присутствии же свинцового конвертора эффективность уменьшается вследствие ядерного поглощения, а также рассеяния. Последнее зависит от энергии пионов и поэтому также от угла рассеяния. Кроме того, геометрия для угла 90° несколько отличается от геометрии для углов 45 и 135°. Оценка этих влияний дает эффективности, которые приведены в табл. V.

Таблица V

Эффективности регистрирующих счетчиков

Энергия, *Мэв*	Угол	Свинец	Эффективность для пионов, %	Эффективность для фотонов, %
120	45°	нет	97	4
120	45°	есть	91	67
120	90°	нет	97	4
120	90°	есть	88	61
120	135°	нет	97	4
120	135°	есть	88	59
135	45°	нет	97	4
135	45°	есть	92	70
135	90°	нет	97	4
135	90°	есть	89	63
135	135°	нет	97	4
135	135°	есть	88	60

В той же самой таблице даны эффективности для регистрации фотонов со свинцом и без него. Способ расчета этих эффективностей описан в разделе VIII.

Мы определили энергии первичных отрицательных пионов, использованных в этих двух измерениях, измеряя количество поглотителя, необходимое для получения максимума излучения Пановского. В одном из опытов поглотитель составлял 44,3 *г/см*² алюминия, что соответствует пионам с энергией 120 *Мэв*. В других опытах он составлял 57,3 *г/см*² алюминия, что соответствует 144 *Мэв*. В обоих случаях регистрирующие счетчики № 3 и 4 имели чувствительную площадь 4 × 6 *дюйм*² и помещались соответственно на расстоянии 9 и 17 дюймов от центра контейнера.

Каждое отдельное измерение состоит в определении отношения Q/D числа четверных совпадений к числу двойных совпадений. Результаты измерений с их статистическими ошибками собраны в табл. VI.

Для каждой энергии первичного пучка и для каждого угла рассеяния необходимо знать (на миллион первичных мезонов) числа П и Г пионов и фотонов, испускаемых в телесный угол, стягиваемый счетчиком № 4. Эти два числа получались решением двух линейных уравнений. Например, для пионов с энергией 120 *Мэв* и для угла рассеяния 90° табл. VI дает нам счет на миллион соответственно 103,4 ± 4,0 и 25,6 ± 3,2 со свинцом

Таблица VI

Значения $(Q/D)\cdot 10^5$ для отрицательных пионов

Угол	Свинец	С водородом	Без водорода	Разность
		120 *Мэв*		
45°	нет	235,6±3,3	167,2±2,8	68,4±4,5
90°	нет	82,0±2,3	56,4±2,1	25,6±3,2
135°	нет	112,7±2,8	75,1±3,1	37,6±4,2
45°	есть	290,6±4,3	150,4±3,4	140,2±5,6
90°	есть	161,4±3,2	58,0±2,4	103,4±4,0
135°	ессь	223,9±3,9	75,8±3,1	148,1±5,0
		144 *Мэв*		
45°	нет	237,6±4,9	126,0±4,0	111,6±6,4
90°	нет	93,3±3,4	55,0±3,0	38,3±4,6
135°	нет	135,3±3,9	88,5±4,2	46,8±5,8
45°	есть	355,9±6,0	115,1±1,8	240,8±7,1
90°	есть	202,2±5,0	52,3±3,0	149,9±5,9
135°	есть	264,1±5,2	75,3±4,3	188,8±6,8

и без свинца. Используя эффективности, перечисленные в табл. V, можно получить два уравнения:

$$0{,}61\Gamma + 0{,}88\Pi = 103{,}4 \pm 4{,}0,$$
$$0{,}04\Gamma + 0{,}97\Pi = 25{,}6 \pm 3{,}2.$$

Эти уравнения имеют решение

$$\Gamma = 139{,}8 \pm 8{,}7, \qquad \Pi = 20{,}6 \pm 3{,}6.$$

Для того чтобы эти числа превратить в дифференциальные сечения, они должны быть разделены на следующие множители: 930 000 (число пионов на миллион первичных частиц, остальные 7% соответствуют мюонам и электронам, ядерное рассеяние которых предполагается незначительным); 0,083 (телесный угол, стягиваемый счетчиком № 4); $5{,}9\cdot10^{23}$ (среднее число атомов водорода на 1 *см*^{2} на пути первичного пучка). Разделив значения П и Г на произведение этих множителей, получим следующие сечения на стерадиан отрицательных пионов с энергией 120 *Мэв* для угла 90°:

$$d\sigma_-/d\omega = (0{,}45 \pm 0{,}08)\cdot 10^{-27}\ \text{см}^2/\text{стерад},$$

и

$$d\sigma_\gamma/d\omega = (3{,}08 \pm 0{,}20)\cdot 10^{-27}\ \text{см}^2/\text{стерад}.$$

Таблица VII

Дифференциальные сечения для отрицательных пионов

Энергия, *Мэв*	Процесс	Лабораторная система		Система центра масс	
		Угол рассеяния, *град*	Дифференциальное сечение, 10^{-27} *см*^{2}/*стерад*	Угол рассеяния, *град*	Дифференциальное сечение, 10^{-27} *см*^{2}/*стерад*
120	$\pi^- \to \pi^-$	45	1,44±0,18	55,2	1,06±0,14
		90	0,45±0,09	103,6	0,47±0,10
		135	0,67±0,12	144,3	0,97±0,18
120	$\pi^- \to \gamma$	45	2,64±0,36	53,0	2,07±0,30
		90	3,08±0,37	100,5	3,19±0,39
		135	4,53±0,51	142,0	5,98±0,69
144	$\pi^- \to \pi^-$	45	2,35±0,29	56,0	1,70±0,21
		90	0,69±0,14	104,6	0,73±0,15
		135	0,83±0,17	144,6	1,23±0,25
144	$\pi^- \to \gamma$	45	4,48±0,55	54,0	3,43±0,42
		90	4,25±0,51	101,6	4,43±0,53
		135	5,71±0,66	142,6	7,78±0,90

Указанные ошибки для этих двух сечений включают только статистическую погрешность. Другие источники ошибок (располагая их по степени важности) связаны с неопределенностями в эффективностях (перечисленных в табл. V) и в примесях и энергии пионного пучка, а также с геометрическими ошибками. По нашей оценке, в целом все эти ошибки могут составлять 10%, и в окончательных результатах эта погрешность учитывалась совместно со статистической ошибкой.

В табл. VII собраны значения дифференциальных сечений в лабораторной системе и в системе центра масс.

Для проверки в целом полные сечения, полученные интегрированием данных табл. VII, можно сравнить с результатами измерений полных сечений, полученных методом ослабления пучка [1]. Результаты интегрирования даны в табл. VIII в графах 2 и 3. Вклад процесса $\pi^- \to \gamma$ в полное

Таблица VIII

Интегрированные сечения для отрицательных пионов, 10^{-27} *см*^{2}

Энергия, *Мэв*	$\pi^- \to \pi^-$	$\pi^- \to \gamma$	Полное сечение	Полное сечение по методу ослабления
120	11,3±1,6	43,4±5,4	33,4±3,2	38±9
144	17,0±2,4	61,2±7,5	48,1±4,5	55±6

сечение составляет приблизительно половину полного сечения, данного в графе 3, так как каждый нейтральный пион, образованный в процессе обменного рассеяния, рождает два фотона. Небольшая поправка была включена для учета вклада обратного фотоэффекта. Полные сечения, полученные из вкладов граф 2 и 3, даются в графе 4. Полные же сечения, приведенные в графе 5, получены интерполяцией результатов измерений по ослаблению пучка. Две группы результатов согласуются в пределах экспериментальных ошибок.

VIII. Чувствительность регистрирующих счетчиков к фотонам

Чувствительность регистрирующих счетчиков № 3 и 4 к фотонам, образованным при распаде нейтральных пионов, очень мала в отсутствие свинцового конвертора и составляет около 50% при поставленном конверторе. Без свинцового конвертора фотон может быть зарегистрирован, когда он конвертирует при прохождении через водород, стенку контейнера для водорода или счетчик № 3, если только конверсия не происходит слишком близко к границе чувствительной области счетчика, так как

тогда импульс будет недостаточно велик и не будет зарегистрирован. Наконец, согласно Далитцу [9], с вероятностью 0,63% пара может быть образована при внутренней конверсии фотона в момент его рождения. Для вычисления всех этих эффектов сечение образования пар получалось интерполяцией между данными Лоусона [10] при 88 *Мэв* и данными Де Уайра, Ашкина и Бича [11] при 280 *Мэв*. Некоторый малый вклад в регистрацию гамма-лучей дают комптоновские электроны. Комптоновский электрон, однако, с большой вероятностью приводит к совпадению счетчиков № 3 и 4 только в том случае, когда его энергия составляет заметную часть энергии фотона. По этой причине к сечению образования пар, для получения эффективного сечения конверсии, добавлялась только половина сечения комптоновского рассеяния. Принятые окончательно сечения приведены в табл. IX.

Таблица IX

Сечения конверсии $\sigma_{пар} + (1/2)\,\sigma_{комптон}$, *см²/г*

Элемент	90 *Мэв*	135 *Мэв*	Элемент	90 *Мэв*	135 *Мэв*
H	0,0097	0,0097	Fe	0,0422	0,0453
C	0,0135	0,0143	Cu	0,0454	0,0487
Al	0,0240	0,0256	Pb	0,0909	0,0983

Вероятность наблюдения фотона в отсутствие свинцового конвертора была рассчитана для средней энергии фотона, испускаемого в различных направлениях, и для фактической толщины пройденного материала; во всех случаях она составляла примерно 4%; это значение и принято в табл. V. В присутствии свинцового конвертора (7,36 *г/см²*) вероятность образования пар значительно увеличивается. Например, для фотонов с энергией 90 *Мэв* она составляет 51%.

Вероятность образования пар, однако, дает только грубое представление об эффективности. Это вызывается двумя главными причинами, а именно: поглощением электронов и эффектом многократного рассеяния. Первый эффект приводит к уменьшению, а второй — к увеличению эффективности. Для понимания причины увеличения эффективности заметим, что если одиночная частица, а не пара, образовалась при конверсии, то эффект многократного рассеяния в первом приближении отпадал бы, потому что в результате рассеяния свинцом некоторые «неправильные» частицы попали бы в счетчики, а некоторые «правильные»— нет. В случае

[9] R. H. D a l i t z. Proc. Phys. Soc. (London), 1951, **A64**, 667.
[10] J. L. L a w s o n. Phys. Rev., 1949, **75**, 433.
[11] D e W i r e, A s h k i n, B e a c h. Phys. Rev., 1951, **83**, 505.

же пары достаточно, чтобы регистрировался только один электрон; поэтому фотон теряется, если в результате рассеяния оба электрона не попадают в счетчики, но регистрируется, если оба электрона или только один из них попадают в счетчик после рассеяния. Мы сделали попытку рассчитать эти эффекты, предполагая, что все пары рождаются в середине свинцового конвертора. Далее, мы предполагали, что энергия фотона делится поровну между электроном и позитроном. Расчет выполнялся для фотонов с энергиями 90 и 135 *Мэв*. Как следует из результатов Вильсона [12], вероятность того, что электрон из пары пройдет через свинец с достаточной для регистрации энергией, составляет 0,76 для фотонов с энергией 90 *Мэв* и 0,85 — для фотонов с энергией 135 *Мэв*.

Далее рассмотрим фотон, направление распространения которого пересекает плоскость счетчика № 4 в некоторой точке, где образуется пара. Для получения вероятности q наблюдения позитрона пары надо умножить вероятность того, что позитрон пары выйдет из свинца с достаточной для его регистрации энергией, на вероятность того, что после многократного рассеяния позитрон попадет в счетчик № 4. Аналогично этому, и вероятность наблюдения электрона пары также равна q. Вероятность наблюдения конвертировавшего в пару фотона есть вероятность наблюдения либо электрона, либо позитрона, либо обоих вместе. Эта вероятность равна $q(2 - q)$. Умножая ее на вероятность конверсии фотона, можно получить вероятность наблюдения фотона. Интегрируя последнюю вероятность по площади, получаем эффективную площадь счетчика № 4. Определим эффективность как отношение эффективной площади к действительной площади счетчика. При 90° или 45° и 135° геометрия слегка различна. Оценка эффективностей дана в табл. X. Видно, что эффективность заметно зависит от энергии. Средняя энергия фотонов, образованных при распаде нейтрального пиона в опыте по рассеянию, зависит от энергии первичных пионов и от угла рассеяния так, как показано в табл. XI. Эффективности оценивались с помощью линейной интерполяции из данных табл. X; они приведены в табл. V.

Таблица X

Эффективность для фотонов

Угол рассеяния	90 *Мэв*	135 *Мэв*
45° или 135°	0,567	0,691
90°	0,558	0,681

[12] R. R. Wilson. Phys. Rev., 1951, 84, 100.

Таблица XI

Средняя энергия фотонов, *Мэв*

Первичные пионы, *Мэв*	Угол		
	45°	90°	135°
120	126	109	97
144	137	117	102

Нами была сделана попытка экспериментально проверить результаты расчета эффективности, описанного в этом разделе. Это осуществлялось с помощью абсолютного измерения чувствительности регистрирующих счетчиков № 3 и 4 к гамма-лучам, испускаемым в эффекте Пановского. На рис. 8 нанесено отношение числа четверных к числу двойных совпадений как функция толщины поглотителя для геометрии, представленной на рис. 7. Интегрированием кривой рис. 8 найдем, что полная площадь пика Пановского после вычитания фона составляет

$$P = 6430 \text{ отсчетов на миллион} \times \text{г/см}^2 \text{ Be}.$$

На том же рисунке приведена также производная кривой поглощения. Производная обнаруживает максимум, соответствующий положению пика Пановского. Его интегрированная площадь после вычитания фона оказывается равной

$$A = 4{,}41 \cdot 10^5 \text{ отсчетов на миллион}.$$

Толщина водорода, пройденного пионами, в среднем составляет 0,987 *г/см*^{2}. Используя (для медленных пионов) значение 2,58 в качестве множителя для перехода от тормозной способности водорода к бериллию, найдем, что это количество водорода эквивалентно 2,546 *г/см*^{2} Be. Обозначая этот множитель через H, мы получаем тогда эффективный телесный угол ω регистрирующих счетчиков из следующего соотношения:

$$P = fHA\omega/4\pi,$$

где f — среднее число фотонов, испускаемых при остановке отрицательного пиона в жидком водороде. Согласно Пановскому [13], $f = 1{,}485 \pm 0{,}054$. Таким образом, мы получим $\omega = 0{,}0485 \pm 0{,}005$. Ошибка включает оценку погрешностей различных величин, которые существенны при определении ω. Эффективность есть отношение эффективного телесного угла ω к геометрическому телесному углу, который составляет 0,083.

[13] Panofsky, Aamodt, Hadley. Phys. Rev., 1951, 81, 565.

Поэтому получим, что эффективность равна 0,58 ± 0,06. Средняя энергия пионов, для которых был получен этот результат, составляет 90 *Мэв*. По табл. X эффективность равна 0,57, что прекрасно согласуется с этим значением.

IX. Анализ данных по рассеянию

Данные разделов VI и VII могут быть проанализированы в предположении, что рассеяние обусловлено в основном вкладом s и p-волн. Угловое распределение рассеянных частиц в системе центра масс тогда имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = a + b\cos\chi + c\cos^2\chi, \tag{5}$$

где χ — угол рассеяния в системе центра масс. Коэффициенты a, b и c для упругого рассеяния положительных пионов с энергиями 78, 110 и 135 *Мэв* и для упругого рассеяния отрицательных пионов с энергиями 120 и 144 *Мэв* легко вычислить из данных табл. II и VII.

Расчет этих коэффициентов для зарядово-обменного рассеяния усложняется тем, что прямое измерение дает сечение образования гамма-лучей, угловое распределение которых несколько отличается от углового распределения нейтральных пионов, распадающихся на гамма-кванты.

Задачу можно решить, выражая угловое распределение нейтральных пионов в системе центра масс как сумму сферических функций. Каждой сферической компоненте первоначального распределения нейтральных пионов отвечает компонента распределения гамма-лучей, равная той же самой сферической функции, умноженной на постоянный множитель. Значение этого коэффициента зависит от порядка рассматриваемой сферической функции. Для сферических функций нулевого порядка значение коэффициента равно 2; для сферических функций первого порядка —

$$k_1 = \frac{2\gamma}{\eta} - \frac{1}{\eta^2}\ln\frac{\gamma+\eta}{\gamma-\eta}, \tag{6}$$

для сферических функций второго порядка —

$$k_2 = 2 + \frac{6}{\eta^2} - \frac{3\gamma}{\eta^3}\ln\frac{\gamma+\eta}{\gamma-\eta}. \tag{7}$$

В этих равенствах η и γ — импульс и полная энергия нейтрального пиона в системе центра масс в единицах $\mu_0 c$ и $\mu_0 c^2$ соответственно.

Если записать (5) для нейтральных пионов в виде суммы сферических функций

$$a + \frac{1}{3}c + b\cos\chi + c\left(\cos^2\chi - \frac{1}{3}\right) \tag{8}$$

и использовать упомянутые коэффициенты, то угловое распределение для

гамма-лучей от распада π^0-мезонов в системе центра масс будет

$$d\sigma_\gamma/d\omega = 2a + \frac{1}{3}(2 - k_2)c + k_1 b\cos\chi + k_2 c\cos^2\chi. \qquad (9)$$

Видно, что гамма-лучи от распада π^0-мезонов также имеют угловое распределение типа (5); исходя из измеренных коэффициентов для углового распределения фотонов, нетрудно вычислить коэффициенты для углового распределения нейтральных пионов.

В табл. XII сведены значения коэффициентов a, b и c для всех исследованных реакций. Первая графа дает энергию первичного пучка (в *Мэв*), вторая — длину волны де Бройля в системе центра масс, деленную на 2π. Третья графа указывает на тип реакции: нейтральные, положительные и отрицательные пионы обозначены символами: «0», «+», «—», фотоны — через γ. Следующие три графы дают коэффициенты a, b и c для рассматриваемой реакции. Данные при 53 *Мэв* вычислялись из сечений, измеренных в Брукхэйвене с помощью диффузионной камеры [14].

Таблица XII

Коэффициенты выражения $d\sigma/d\omega = a + b\cos\chi + c\cos^2\chi$ **для различных процессов,** 10^{-27} *см²/стерад*

Энергия, *Мэв*	λ, 10^{-13} *см*	Процесс	a	b	c
53	1,777	$+\to+$	0,46±0,39	—0,08±0,84	3,60±1,46
78	1,439	$+\to+$	1,9 ±0,4	—1,7 ±0,4	1,6 ±0,9
110	1,186	$+\to+$	3,6 ±0,7	—4,8 ±0,8	7,5 ±1,9
135	1,057	$+\to+$	3,9 ±2,3	—7,1 ±2,8	18,0 ±6,8
120	1,129	$-\to-$	0,49±0,11	0,34±0,16	1,16±0,34
144	1,018	$-\to-$	0,82±0,16	0,73±0,24	1,52±0,50
120	1,129	$-\to\gamma$	2,68±0,40	—2,39±0,46	2,29±1,20
144	1,018	$-\to\gamma$	3,80±0,55	—2,49±0,62	3,17±1,62
120	1,129	$-\to0$	0,6 ±0,4	—1,9 ±0,5	3,2 ±1,7
144	1,018	$-\to0$	1,05±0,5	—1,9 ±0,5	3,9 ±2,0

Примечательной особенностью таблицы являются относительно большие значения коэффициентов b и c, что указывает на сильное отклонение от сферической симметрии. Отрицательные значения b для реакций $\pi^+ \to \pi^+$ и $\pi^- \to \pi^0$ соответствуют преобладанию рассеяния назад в этих процессах. Для процесса же $\pi^- \to \pi^-$ коэффициент b имеет положительное значение, так как в этом случае преобладает рассеяние вперед.

[14] Fowler, Fowler, Shutt, Thorndike, Whittermore. Phys. Rev., 1952, **86**, 1053.

X. Фазовый анализ

Полученные данные могут быть проанализированы в предположении, что при рассеянии пионов нуклонами изотопический спин сохраняется или, точнее, что изотопический спин ведет себя в изотопическом пространстве [15] как квантованный вектор, аналогичный моменту импульса. В рассеянии положительных пионов протонами играет роль только изотопический спин 3/2, поскольку изотопические спины и протона, и пиона направлены «вверх». В рассеянии отрицательных пионов протонами, напротив, ориентация векторов смешана и играют роль оба изотопических спина 3/2 и 1/2.

Из этого основного предположения следует, что при любой заданной энергии характеристики рассеяния определяются фазовыми сдвигами различных состояний с определенным изотопическим спином, орбитальным моментом и полным моментом. Если предположить, как это сделано в предыдущем разделе, что существенны только s- и p-состояния, то при каждой энергии имеются шесть фазовых сдвигов. Они соответствуют возможным значениям 3/2 и 1/2 изотопического спина и для каждого значения изотопического спина — фазовым сдвигам s-волны и фазовым сдвигам двух p-волн с моментами 3/2 и 1/2.

Полный набор измерений при заданной энергии состоит в получении девяти данных: значения дифференциальных сечений для каждого из трех процессов $\pi^+ \to \pi^+$, $\pi^- \to \pi^0$, $\pi^- \to \pi^-$ при каждом из трех углов. С другой стороны, опыты дают нам девять постоянных: a, b и c для каждой из трех изученных реакций. Если исходные предположения правильны, то эти девять данных можно выразить через шесть фазовых сдвигов, что позволяет проверить надежность процедуры.

Чтобы получить полный набор данных при каждой из двух энергий, мы интерполировали результаты, полученные при энергиях положительных пионов 110 и 135 *Мэв*, и таким образом получили для π^+-мезонов данные при 120 *Мэв*, которые можно сопоставить данным для π^--мезонов при этой же энергии. Мы интерполировали данные для π^--мезонов между 120 и 144 *Мэв*, чтобы получить данные при 135 *Мэв*, которые можно сопоставить данным для π^+-мезонов при этой же энергии. В отличие от этого, измерения при 78 *Мэв* не полны, поскольку при этой энергии изучался только процесс $\pi^+ \to \pi^+$. Однако в этом случае играют роль только три фазовых сдвига для изотопического спина 3/2. Данные позволяют вычислить эти фазовые сдвиги, но ничего не остается для внутренней проверки.

Фазовые сдвиги s-волн с изотопическими спинами 3/2 и 1/2 будут обозначены через α_3 и α_1. Фазовые сдвиги p-волн будут обозначены через α_{33}, α_{31}, α_{13}, α_{11}, где первый индекс есть удвоенный изотопический спин рассматриваемого состояния, а второй индекс есть удвоенный момент его. Для реакции $\pi^+ \to \pi^+$ коэффициенты a, b, c будут обозначены через a_+, b_+, c_+.

---

[15] N. Kemmer. Proc. Cambridge Phil. Soc., 1938, 34, 354; W. Heitler. Proc. Roy. Irish Acad., 1946, 51, 33.

Аналогично они будут обозначены через a_-, b_-, c_- для реакции упругого рассеяния отрицательных пионов и через a_0, b_0, c_0 для реакции обменного рассеяния отрицательных пионов. Для выражения девяти величин a, b, c через шесть углов α удобно ввести следующие обозначения:

$$e_3 = e^{2i\alpha_3} - 1, \ldots, e_{11} = e^{2i\alpha_{11}} - 1. \tag{10}$$

Амплитуды рассеянных волн можно выразить через эти величины, применяя стандартные методы фазового анализа теории столкновений. Таких амплитуд всего девять. Три из них соответствуют рассеянию положительных пионов: амплитуда рассеянной s-волны и амплитуды рассеянных p-волн с поворотом спина и без него. Они будут обозначены через B, A_β и A_α. Рассеянию отрицательных пионов отвечают шесть амплитуд, потому что в каждом случае должны быть рассмотрены рассеяния с обменом заряда и без него. Соответствующие амплитуды будут обозначены через B_p, $A_{p\beta}$ и $A_{p\alpha}$ для процесса без обмена заряда и B_n, $A_{n\beta}$ и $A_{n\alpha}$ — для обменного рассеяния. Эти девять амплитуд рассеяния выражаются через величины e, определенные соотношениями (10), следующим образом:

$$\begin{gathered}
B = e_3, \qquad A_\beta = \frac{1}{3}\sqrt{2}\,(e_{33} - e_{31}), \qquad A_\alpha = \frac{1}{3}(2e_{33} + e_{31}); \\
B_p = \frac{1}{3}(e_3 + 2e_1), \qquad A_{p\beta} = \frac{\sqrt{2}}{9}(e_{33} - e_{31} + 2e_{13} - 2e_{11}), \\
A_{p\alpha} = \frac{1}{9}(2e_{33} + e_{31} + 4e_{13} + 2e_{11}); \\
B_n = \frac{\sqrt{2}}{3}(e_3 - e_1), \qquad A_{n\beta} = \frac{2}{9}(e_{33} - e_{31} - e_{13} + e_{11}), \\
A_{n\alpha} = \frac{\sqrt{2}}{9}(2e_{33} + e_{31} - 2e_{13} - e_{11}).
\end{gathered} \tag{11}$$

Коэффициенты a_+, b_+, c_+ для рассеяния положительных пионов равны:

$$\begin{gathered}
\frac{a_+}{\lambda\!\!\!^{-2}} = \frac{1}{4}|B|^2 + \frac{9}{8}|A_\beta|^2, \qquad \frac{b_+}{\lambda\!\!\!^{-2}} = \frac{3}{4}(BA_\alpha^* + B^*A_\alpha), \\
\frac{c_+}{\lambda\!\!\!^{-2}} = \frac{9}{4}|A_\alpha|^2 - \frac{9}{8}|A_\beta|^2.
\end{gathered} \tag{12}$$

В этих формулах звездочкой обозначено комплексное сопряжение. Величины a_-, b_-, c_- и a_0, b_0, c_0 даются подобными формулами, в которых B, A_β и A_α соответственно заменяются на B_p, $A_{p\beta}$, $A_{p\alpha}$ и на B_n, $A_{n\beta}$, $A_{n\alpha}$. Конечно, из (10), (11), (12) можно устранить промежуточные величины e, B, A и прямо выразить девять величин a, b, c через шесть углов α. Соответствующие формулы, однако, являются более сложными и не так удобны для численных расчетов.

Если бы точность наших измерений девяти сечений при данной энергии была достаточно высока, то шесть из них можно было бы использовать для определения шести углов α. Тогда, если основные предположения спра-

ведливы, то остальные три сечения должны были бы правильно выразиться через те же самые углы. Поскольку, однако, экспериментальные ошибки довольно велики, эта процедура оказывается не очень эффективной; более плодотворно будет использовать всю имеющуюся экспериментальную информацию для определения при каждой энергии самого лучшего набора углов α с помощью метода наименьших квадратов. Уже были опубликованы некоторые попытки получить этим методом набор «наилучших» фазовых сдвигов с помощью численных расчетов на основании предварительного набора величин сечений [3].

Проблема определения наилучшего набора фазовых сдвигов для каждой энергии решается гораздо более эффективно с помощью современных электронных вычислительных машин [16]. Мы благодарны доктору Н. Метрополису за то, что он выполнил для нас эти вычисления на лос-аламосской вычислительной машине «Maniac». При задании девяти измеренных сечений с соответствующими экспериментальными ошибками машина находит наилучший набор шести фазовых сдвигов, согласно критерию наименьших квадратов. Такое решение минимизирует сумму квадратов $M = \sum_1^9 (\Delta_i/\varepsilon_i)^2$, где ε_i— экспериментальная ошибка в i-м сечении и Δ_i — отклонение рассчитанного сечения от наблюдаемого.

Эта процедура не позволяет определить знак фазовых сдвигов. Легко видеть, что при изменении знака всех фазовых сдвигов сечения не меняются. В принципе возможно было бы определить знаки, изучив интерференцию ядерного рассеяния с кулоновским. Однако до сих пор еще не проводились измерения рассеяния на углы, достаточно близкие к направлению вперед для наблюдения этой интерференции. Оставляя в стороне эту неопределенность знака, можно было бы задаться вопросом: однозначно ли определение фазовых сдвигов? Как оказывается, имеются два довольно эквивалентных набора углов, которые приводят к довольно низким значениям M. Один из них соответствует набору углов, относительно близкому к уже опубликованному [3]; назовем его «первым решением». Янг заметил [17], что имеется второе решение, не эквивалентное первому, но в ряде случаев почти такое же хорошее. Подробный численный анализ проблемы[16] показал, что первое решение и решение Янга, по всей вероятности, являются единственными, для которых величина M мала. По-видимому, имеется еще один набор углов, дающий относительный минимум M. Однако он настолько высок, что этот набор не имеет практического значения.

В табл. XIII и XIV собраны сечения при 120 и 135 *Мэв* совместно с сечениями, вычисленными на основании наилучших наборов фазовых сдвигов. Представленные результаты соответствуют первому решению и решению Янга. Согласие с экспериментальными результатами очень хорошее

[16] E. Fermi, N. Metropolis. Лос-Аламосский открытый отчет LA-1492 (1952). (Статья 136.)
[17] C. N. Yang. Частное сообщение.

Таблица XIII

Сечения, рассчитанные из фазовых сдвигов при 120 *Мэв*, 10^{-27} *см²/стерад*

Процесс	Измеренные сечения	Рассчитанные сечения	
		Первое решение	Решение Янга
$- \to -$	1,06±0,14	1,06	1,06
	0,47±0,10	0,48	0,47
	0,97±0,18	1,02	1,02
$+ \to +$	4,26±1,16	4,15	4,12
	5,75±1,16	5,13	5,14
	16,00±1,82	15,15	15,09
$- \to \gamma$	2,07±0,30	2,06	2,07
	3,19±0,39	3,38	3,40
	5,98±0,69	6,01	6,00

Фазовые сдвиги

Первое решение: $\alpha_3 = -15{,}2°$; $\alpha_1 = 9{,}0°$; $\alpha_{33} = 29{,}6°$; $\alpha_{31} = 3{,}9°$; $\alpha_{13} = 1{,}8°$; $\alpha_{11} = -2{,}8°$.

Решение Янга: $\alpha_3 = -15{,}4°$; $\alpha_1 = 9{,}1°$; $\alpha_{33} = 12{,}9°$; $\alpha_{31} = 38{,}6°$; $\alpha_{13} = -1{,}4°$; $\alpha_{11} = 3{,}8°$.

для обоих решений. Только очень значительное улучшение экспериментальной точности позволило бы установить различие между решениями.

На рис. 9 и 10 представлены сечения в системе центра масс как функции угла рассеяния χ. Кривые рассчитаны на основании первого решения. На тех же рисунках для сравнения нанесены также экспериментальные точки.

Как указывалось ранее, знак всех фазовых сдвигов мог быть изменен без изменения сечений. Выбранный знак соответствует предположению о том, что в состоянии с изотопическим спином и моментом, равными 3/2, взаимодействие соответствует притяжению. Некоторые аргументы в пользу этого предположения были высказаны Пизли [18] на основании анализа рассеяния отрицательных пионов углеродом.

При энергии 78 *Мэв* измерялось только рассеяние положительных пионов, и поэтому были определены только три фазовых сдвига: $\alpha_3 = -6°$,

[18] Цитировано Г. Бете на Рочестерской конференции, декабрь 1952 г. См. также: G. F. Chew. Phys. Rev., 1953, 89, 591.

Таблица XIV

Сечения, рассчитанные из фазовых сдвигов при 135 *Мэв*, 10^{-27} *см²/стерад*

Процесс	Измеренные сечения	Рассчитанные сечения	
		Первое решение	Решение Янга
$- \to -$	1,46±0,19	1,45	1,45
	0,63±0,13	0,63	0,63
	1,13±0,23	1,20	1,21
$+ \to +$	5,66±2,18	6,35	6,20
	6,75±2,14	5,95	5,90
	21,64±3,55	18,13	17,95
$- \to \gamma$	2,92±0,38	2,85	2,85
	3,96±0,47	4,07	4,11
	7,10±0,82	7,40	7,36

Фазовые сдвиги

Первое решение: $\alpha_3 = -14{,}0°$; $\alpha_1 = 10{,}3°$; $\alpha_{33} = 37{,}9°$; $\alpha_{31} = 5{,}4°$; $\alpha_{13} = 2{,}0°$; $\alpha_{11} = -4{,}6°$.

Решение Янга: $\alpha_3 = -14{,}2°$; $\alpha_1 = 10{,}4°$; $\alpha_{33} = 17{,}2°$; $\alpha_{31} = 49{,}3°$; $\alpha_{13} = 2{,}9°$; $\alpha_{11} = 5{,}6°$.

Таблица XV

Фазовые сдвиги

Мэв	η	Фазовые сдвиги, *град*					
		3	1	33	31	13	11
53	0,78	0		9	2		
78	0,97	—6		13	—3		
120	1,24	—15	9	30	—12	2	—3
135	1,32	—14	10	38	5	2	—5

$\alpha_{33} = 13°$, $\alpha_{31} = -3°$. Подобному анализу можно подвергнуть также опубликованные брукхэйвенской группой [14] данные по рассеянию на водороде положительных пионов с энергией 53 *Мэв* водородом. Результат: $\alpha_3 = 0°$, $\alpha_{33} = 9°$, $\alpha_{31} = 2°$. В табл. XV собраны различные значения фазовых

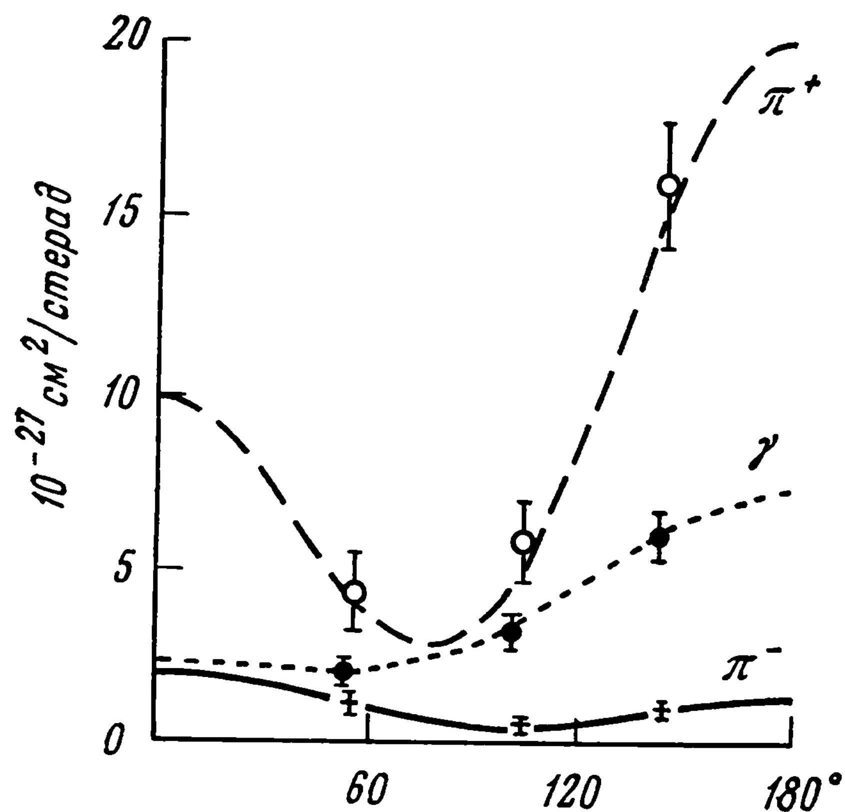


Рис. 9. Рассчитанные и измеренные сечения при энергии 120 *Мэв*

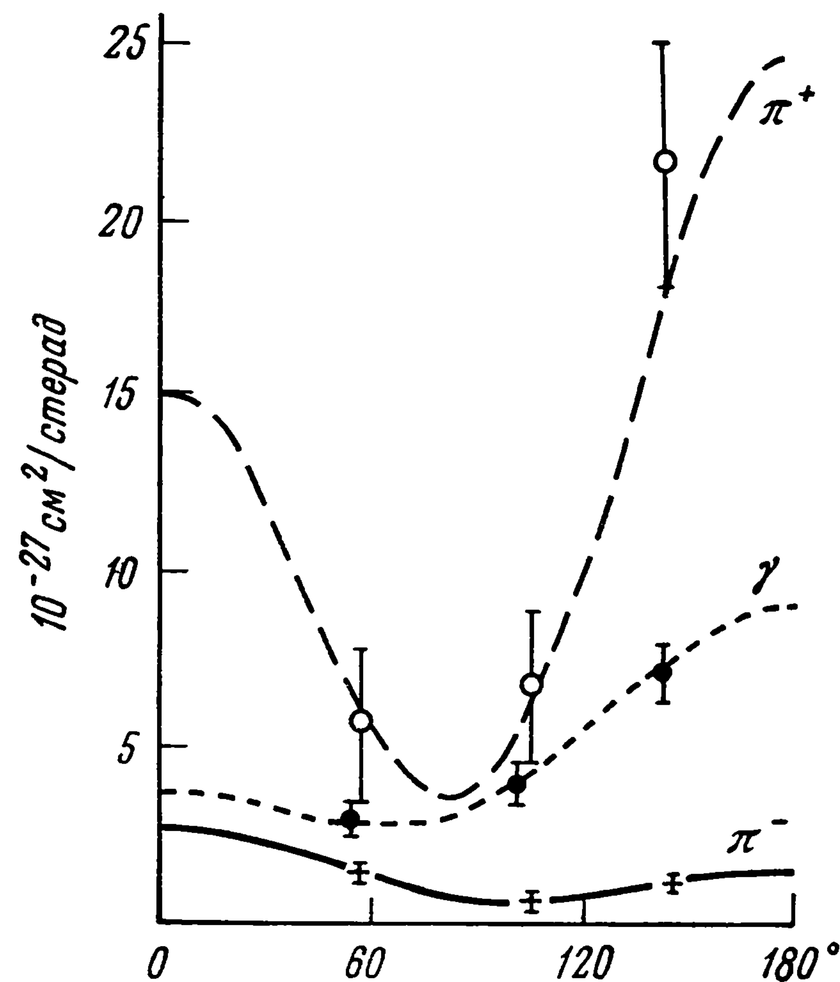


Рис. 10. Рассчитанные и измеренные сечения при энергии 135 *Мэв*

сдвигов (только первое решение). Вторая графа дает пионный импульс в системе центра масс в единицах $\mu_0 c$. Вследствие экспериментальных ошибок фазовым сдвигам, приведенным выше, можно приписать погрешность, видимо, 5°. Опыт, накопленный при выполнении расчетов фазовых сдвигов, однако, показал, что некоторые из них не очень чувствительны к изменениям сечений, в то время как другие — более чувствительны и поэтому менее надежны. Это особенно относится к фазовым сдвигам α_{13} и α_{11}.

XI. Выводы

1. Девять сечений, измеренных при каждой энергии, могут быть выражены через шесть фазовых сдвигов. Это демонстрирует плодотворность той точки зрения, что изотопический спин — хорошее квантовое число. Такая демонстрация была бы более убедительной, если бы экспериментальные ошибки были меньше.

2. Согласно квантовой механике, можно было бы ожидать, что фазовые сдвиги при достаточно низкой энергии пропорциональны относительному импульсу η двух сталкивающихся частиц для s-термов и η^3 для p-термов. На рис. 11 представлены некоторые данные табл. XV. По оси абсцисс отложены значения η, а по оси ординат — фазовые сдвиги с изотопическим спином 3/2. Можно было бы ожидать, что фазовые сдвиги α_3 лежат на прямой линии, проходящей через начало координат. В действительности же точки никак не обнаруживают такого поведения, что может

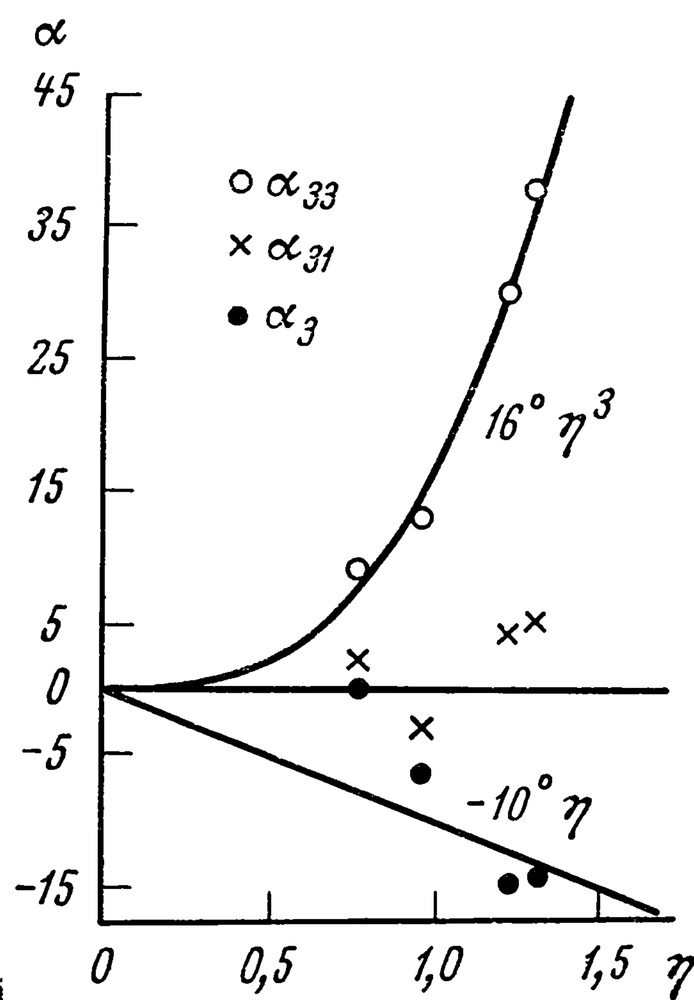


Рис. 11. Фазовые сдвиги α (в градусах) в зависимости от относительного импульса η (в единицах μc)

быть, а может и не быть обусловлено довольно большой экспериментальной ошибкой. Если попытаться провести «наилучшую» прямую линию через эти точки, то коэффициент при η оказался бы равным приблизительно —10°. С другой стороны, результаты наводят на мысль, что имеется значительно более сильная зависимость α_3 от энергии. Это было бы вполне совместимо с той возможностью, что α_3 в действительности меняет знак при $\sim$ 60 *Мэв*; следствия такой возможности были обсуждены Маршаком[19]. Отношение α_3/η при низкой энергии дает длину рассеяния в несколько единиц $\hbar/\mu c$. Коэффициент, равный —10°, соответствовал бы длине рассеяния $a_3 = -0{,}24\cdot 10^{-13}$. Однако это значение по указанным причинам предположительно и даже знак его может быть неверным. Аналогично, из данных табл. XV мы можем так же предположительно заключить, что длина рассеяния s-состояния с изотопическим спином 1/2 может составлять $0{,}18\cdot 10^{-13}$ *см.*

Фазовые сдвиги α_{33} очень хорошо описываются зависимостью вида η^3 с коэффициентом, равным примерно 16°. Очень мало можно сказать о зависимости от энергии фазовых сдвигов α_{31}, α_{13} и α_{11}, которые настолько малы, что даже их знак (относительно знака других фазовых сдвигов) при нашей экспериментальной точности пока не определен.

3. Как мы уже упоминали, при существующей точности трудно сделать экспериментальный выбор между фазовыми сдвигами, соответствующими первому решению задачи и решению Янга. Предыдущие выводы получаются при предположении, что справедливо первое решение; их следовало бы значительно изменить, если бы в конечном счете оказалось, что решение Янга правильно. Аналогично, «знак набора» фазовых сдвигов не определен и знак, противоположный выбранному здесь, может оказаться правильным.

4. Можно попытаться феноменологически интерпретировать рассеяние как обусловленное силой, действующей между нуклоном и пионом. Беглый взгляд на полученные фазовые сдвиги сразу обнаруживает, что эта сила должна быть различной в различных состояниях. Предполагая вновь, что первое решение правильно, мы могли бы далее заключить, что сила очень велика для состояния с изотопическим спином 3/2 и моментом

---

[19] R. E. Marshak. Phys. Rev., 1952, 88, 1208.

3/2. Можно видеть, что один и тот же потенциал приводит к значительно большему фазовому сдвигу в s-термах, чем в p-термах. Например, фазовые сдвиги такого порядка величины, что и наблюдаемые, можно было бы приписать потенциалу с радиусом $\hbar/\mu c$ и глубиной $\sim$40 *Мэв* для s-термов, в то время как глубина этой потенциальной ямы должна была бы равняться по порядку величины нескольким сотням *Мэв* для того, чтобы фазовый сдвиг α_{33} получился равным измеренному значению. В высшей степени сомнительно, целесообразно ли принимать эту потенциальную модель без всестороннего изучения ее релятивистского поведения.

5. Ранее [8] из неполной информации по рассеянию пионов на водороде был сделан предположительный вывод о том, что доминируют состояния с изотопическим спином 3/2. Если бы это было абсолютно правильным, тогда можно было бы ожидать, что сечения рассеяния положительных пионов и рассеяния отрицательных пионов с обменом заряда и без него должны находиться в отношении 9 : 2 : 1 во всех направлениях. Что это не так, видно из беглого просмотра результатов, который обнаруживает, что в случае углового распределения для положительных пионов и обменного рассеяния отрицательных пионов в основном преобладает рассеяние назад в то время, как в упругом рассеянии отрицательных пионов преобладает рассеяние вперед. По-видимому, эта разница в угловом распределении обусловлена главным образом фазовым сдвигом α_1 с изотопическим спином 1/2 — самым большим фазовым сдвигом с изотопическим спином, отличным от 3/2.

При предположении, что первое решение правильно, самым большим фазовым сдвигом является α_{33}, соответствующий состоянию, для которого возникло подозрение о существовании резонанса [20]. Наши данные не распространяются на энергии, достаточно высокие для того, чтобы предположение о резонансе могло подтвердиться. Если бы эта гипотеза была правильной, то можно было бы ожидать, что при более высокой энергии фазовый сдвиг α_{33} растет быстрее, чем по закону η^3, и довольно быстро переходит от значений, меньших 90°, к значениям, бо́льшим 90°. Однако возможно, что α_{33} проходит через максимум и начинает уменьшаться, не достигнув 90°.

6. Настоящие экспериментальные данные совершенно не адекватны для получения выводов относительно d-термов, которыми в нашем анализе пренебрегалось. Если бы взаимодействие d-уровней по порядку величины было равно μc^2, то фазовые сдвиги составляли бы доли градуса. Это делает наше пренебрежение d-термами правдоподобным, но не обязательно правильным.

Эта работа не могла бы быть выполнена без действенной помощи и советов профессора Е. А. Лонга. Мы благодарим его и доктора Лотара

---

[20] K. A. Brueckner. Phys. Rev., 1952, 86, 106.

Мейера за щедрое предоставление жидкого водорода. М-р Горанг Б. Йодх и м-р Морис Гликсман приняли активное участие в работе при подготовке экспериментальной аппаратуры и выполнении измерений; мы благодарны им за затраченное ими время и квалифицированную помощь. М-р Лео Слэттери внес вклад в создание электронного оборудования. Мы особенно благодарны м-ру Лестеру Корнблиту за эффективную эксплуатацию синхроциклотрона.

Получена 6 марта 1953 г.
Институт ядерных исследований, Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс

См. вводные замечания к статье 137

138

ПОЛЯРИЗАЦИЯ НУКЛОНОВ ПРИ ПИОН-ПРОТОННОМ РАССЕЯНИИ *[1]

Вычислена поляризация нуклонов отдачи при рассеянии пионов на нуклонах. Найдено, что нуклоны отдачи поляризованы в направлении, перпендикулярном плоскости рассеяния, а отношение интенсивностей, при ориентациях спина параллельно или антипараллельно этому направлению, в некоторых случаях весьма велико. Даются простые формулы для вычисления поляризации как функции угла рассеяния через фазовые сдвиги.

При рассеянии пиона на водороде протон отдачи будет поляризован и его спин будет ориентирован преимущественно в направлении, перпендикулярном плоскости, в которой происходит рассеяние. Цель данной статьи состоит в вычислении величины поляризации, которую следует ожидать.

При этом мы возьмем за основу фазовый анализ процесса рассеяния [2] и, в частности, предположим, что существенными являются только фазовые сдвиги s- и p-волн. Рассмотрим сначала рассеяние положительных пионов. Первичная пионная волна $\exp(ikz)$ может рассеиваться протоном, спин которого направлен вверх или вниз. Пусть α и β — спиновые волновые функции протона, соответствующие этим двум случаям. Если вначале спин протона направлен вверх (α-состояние), то рассеянная волна содержит суперпозицию состояний со спином вверх и со спином вниз. Следовательно, эту рассеянную волну можно записать таким образом:

$$S_{\alpha\alpha}\alpha + S_{\alpha\beta}\beta, \tag{1}$$

где $S_{\alpha\alpha}$—амплитуда рассеяния для волны со спином, направленным вверх, а $S_{\alpha\beta}$ — для волны со спином вниз. Аналогично, если спин вначале был направлен вниз (β-состояние), то рассеянная волна будет

$$S_{\beta\alpha}\alpha + S_{\beta\beta}\beta. \tag{2}$$

---

* *Nuclear Polarization in Pion-Proton Scattering.* Phys. Rev., 1953, 91, 947—948.

[1] Работа проводилась по совместной программе Управления по военно-морским исследованиям США и Комиссии по атомной энергии США.

[2] Anderson, Fermi, Nagle, Yodh. Phys. Rev., 1952, 86, 793 ([Б253]); Anderson, Fermi, Martin, Nagle. Phys. Rev., 1953, 91, 155 (статья 137), далее цитируется как А.

Непосредственное применение теории рассеяния [3] позволяет следующим образом выразить амплитуды рассеяния S:

$$S_{\alpha\alpha} = S_{\beta\beta} = f(r)\{e_3 + (2e_{33} + e_{31})\cos\theta\}, \tag{3}$$

$$S_{\alpha\beta} = f(r)(e_{31} - e_{33})\sin\theta e^{i\varphi}, \tag{4}$$

$$S_{\beta\alpha} = -f(r)(e_{31} - e_{33})\sin\theta e^{-i\varphi}. \tag{5}$$

Здесь использованы те же обозначения, что и в работе А. Величины e_3, e_{33}, e_{31} выражаются через фазовые сдвиги:

$$e_3 = e^{2i\alpha_3} - 1, \qquad e_{33} = e^{2i\alpha_{33}} - 1, \qquad e_{31} = e^{2i\alpha_{31}} - 1, \tag{6}$$

где α_3 — фазовый сдвиг s-волны; α_{33} и α_{31} — фазовые сдвиги p-волн с моментом 3/2 и 1/2 соответственно. Все эти фазовые сдвиги относятся к изотопическому спину 3/2, поскольку при рассеянии положительных пионов протонами это значение является его единственным состоянием. Функция $f(r)$ имеет вид

$$f(r) = \exp(ikr)/(2ikr), \tag{7}$$

θ и φ — полярные углы, определяющие направление рассеянного пиона в системе центра масс. Рассмотрим процесс рассеяния, в котором пион рассеивается в плоскости x, z, соответствующей $\varphi = 0$. В этом случае из соотношений (4) и (5) имеем $S_{\alpha\beta} = -S_{\beta\alpha}$. Если спин протона до столкновения направлен вниз, то рассеянная волна [соотношение (2)] будет теперь

$$-S_{\alpha\beta}\alpha + S_{\alpha\alpha}\beta. \tag{8}$$

Если протоны, с которыми происходит столкновение, неполяризованы, то с вероятностью 50 % начальный спин будет равен α и с вероятностью 50% — β. В этих двух случаях рассеянными волнами будут (1) и (8). Из этих формул ясно, что с вероятностью 50% спин после рассеяния равен α, т. е. рассеяние не вызовет поляризации в направлении z, что представляется очевидным также из соображений симметрии. Аналогично, можно было бы установить, что в любом направлении, параллельном плоскости xz, поляризация рассеянных протонов отсутствует.

Однако в направлении y, перпендикулярном плоскости рассеяния, поляризация обнаруживается. Величину поляризации можно получить сразу же, анализируя рассеянные волны (1) и (8) с помощью спиновых собственных функций

$$\gamma = (\alpha + i\beta)/\sqrt{2} \quad \text{и} \quad \delta = (\alpha - i\beta)/\sqrt{2}, \tag{9}$$

соответствующих спину, параллельному или антипараллельному направлению y. Если начальный спин был равен α, то рассеянную волну (1)

[3] См., например, C. L. Critchfield, D. C. Dodder. Phys. Rev., 1949, 76, 602.

можно записать в виде

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(S_{\alpha\alpha}-iS_{\alpha\beta})\gamma+\frac{1}{\sqrt{2}}(S_{\alpha\alpha}+iS_{\alpha\beta})\delta. \tag{10}$$

Следовательно, в этом случае вероятности того, что после рассеяния спин параллелен или антипараллелен оси y, пропорциональны

$$|S_{\alpha\alpha}-iS_{\alpha\beta}|^2 \quad \text{и} \quad |S_{\alpha\alpha}+iS_{\alpha\beta}|^2. \tag{11}$$

Точно так же, если начальный спин был равен β, то рассеянную волну (8) можно анализировать с помощью γ и δ и получить, что и в этом случае вероятности того, что результирующий спин параллелен или антипараллелен направлению y, пропорциональны выражениям (11). Заметим, что эти две вероятности будут, вообще говоря, различны, так как $S_{\alpha\alpha}$ и $S_{\alpha\beta}$ являются комплексными величинами.

Подставляя в (11) выражения (3) и (4) при $\varphi=0$, находим, что вероятности того, что спин рассеянного протона параллелен или антипараллелен направлению y, пропорциональны

$$I_{\pm}\sim|e_3+(2e_{33}+e_{31})\cos\theta\mp i(e_{31}-e_{33})\sin\theta|^2, \tag{12}$$

где верхний знак соответствует спину, параллельному y, а нижний — антипараллельному. Таким образом, степень поляризации будет зависеть от угла рассеяния.

Например, рассеяние пионов с энергией 120 *Мэв* на протонах объяснялось в работе А с помощью набора фазовых сдвигов

$$\begin{matrix} \alpha_3=-15{,}2^\circ, & \alpha_1=9{,}0^\circ, & \alpha_{33}=29{,}6^\circ, \\ \alpha_{31}=3{,}9^\circ, & \alpha_{13}=1{,}8^\circ, & \alpha_{11}=-2{,}8^\circ. \end{matrix} \tag{13}$$

Подставив эти фазовые углы в формулу (12), получим

$$I_{\pm}\sim 1-1{,}56\cos\theta+3{,}56\cos^2\theta\mp(0{,}66-0{,}34\cos\theta)\sin\theta. \tag{14}$$

Например, при $\theta=90^\circ$ эта формула дает $I_+=1{,}66$ и $I_-=0{,}34$. Отношение интенсивностей рассеянных протонов, поляризованных в противоположных направлениях, составляет, следовательно, почти 5.

Фазовые сдвиги (13) — не единственный набор, совместимый с экспериментом. Второй набор можно получить, поменяв знаки у всех фазовых сдвигов. Такое изменение не влияет на сечение, кроме очень малых углов рассеяния, где становится заметной интерференция с кулоновским рассеянием. С другой стороны, изменение знака у фазовых сдвигов приводит к обратному направлению поляризации, что сразу же видно из формул (12) и (6). Поэтому, если бы можно было наблюдать поляризацию протонов отдачи, то сразу же выяснилось бы, какой знак должен быть у фазовых сдвигов.

Помимо того, что существует неопределенность в знаках, имеется еще один набор углов, приведенный в работе А, который описывает экспериментальные данные примерно с той же точностью, что и углы (13). Это —

набор фазовых углов, найденный Янгом:

$$\alpha_3 = -15{,}4^\circ, \quad \alpha_1 = 9{,}1^\circ, \quad \alpha_{33} = 12{,}9^\circ,$$
$$\alpha_{31} = 38{,}6^\circ, \quad \alpha_{13} = -1{,}4^\circ, \quad \alpha_{11} = 3{,}8^\circ. \qquad (15)$$

И в этом случае можно вычислить интенсивности I_+ и I_- рассеянных протонов, поляризованных параллельно и антипараллельно направлению y; получается, что они равны

$$I_\pm = 1 - 1{,}56\cos\theta + 3{,}49\cos^2\theta \mp (0{,}82 - 1{,}40\cos\theta)\sin\theta. \qquad (16)$$

В случае решения Янга поляризация заметно отличается от той, которая соответствует фазовым углам (13), так что наблюдение поляризации позволило бы и здесь сделать выбор между двумя наборами сдвигов фаз.

Теперь мы приведем аналогичные численные результаты для поляризации, возникающей при рассеянии отрицательных пионов протонами. В этом случае нужно различать упругое рассеяние, при котором нуклоном отдачи является протон, и рассеяние с перезарядкой, когда нуклоном отдачи оказывается нейтрон. В первом случае поляризация получается из формулы, аналогичной (12), в которой, однако, e_3, e_{33} и e_{31} заменяются на

$$(e_3 + 2e_1)/3, \quad (e_{33} + 2e_{13})/3 \quad \text{и} \quad (e_{31} + 2e_{11})/3.$$

При рассеянии с перезарядкой поляризация нейтрона отдачи также получается из формулы, аналогичной (12), с заменой e_3, e_{33} и e_{31} на

$$\sqrt{2}(e_3 - e_1)/3, \quad \sqrt{2}(e_{33} - e_{13})/3 \quad \text{и} \quad \sqrt{2}(e_{31} - e_{11})/3.$$

Выбирая для фазовых сдвигов набор (13), находим при энергии 120 *Мэв* следующие формулы для поляризации. Для упругого рассеяния:

$$I_\pm = 1 + 0{,}65\cos\theta + 2{,}42\cos^2\theta \pm (0{,}28 + 0{,}21\cos\theta)\sin\theta.$$

Для нейтрона отдачи в рассеянии с перезарядкой соответствующими формулами являются

$$I_\pm = 1 - 2{,}30\cos\theta + 3{,}06\cos^2\theta \pm (0{,}72 - 0{,}54\cos\theta)\sin\theta.$$

Если вместо фазовых углов (13) принять набор (15), то для упругого рассеяния поляризация равна

$$I_\pm = 1 + 0{,}67\cos\theta + 2{,}47\cos^2\theta \mp (0{,}20 - 0{,}62\cos\theta)\sin\theta,$$

а для обменного рассеяния —

$$I_\pm = 1 - 2{,}22\cos\theta + 2{,}87\cos^2\theta \mp (0{,}92 - 1{,}37\cos\theta)\sin\theta.$$

Во многих случаях вычисляемые по этим формулам поляризационные эффекты оказываются очень большими, и их наблюдение, если оно возможно, дало бы интересный метод уточнения наших представлений о рассеянии пионов нуклонами.

См. вводные замечания к статье 131

139

РАССЕЯНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ ВОДОРОДОМ * [1]

(Совместно с М. Гликсманом, Р. Мартином и Д. Нэглом)

На 450-Мэвном синхроциклотроне исследовано рассеяние отрицательных пионов жидким водородом; использовались пучки пионов с энергией 169, 194 и 210 *Мэв*. Для каждой из трех начальных энергий представлены угловые распределения для обычного рассеяния и для образования фотонов. Дифференциальные сечения для обычного рассеяния и для рассеяния с перезарядкой вычислены для системы центра масс. Сечение перезарядки, представленное на графике как функция энергии, при энергии около 180 *Мэв*, по-видимому, проходит через максимум. С другой стороны, сечение обычного рассеяния, по-видимому, монотонно возрастает с энергией. Перезарядка, которая при низких энергиях происходит преимущественно назад, с увеличением энергии быстро меняет направление на обратное; при наибольшей энергии сечение перезарядки очень сильно вытянуто вперед.

Рассеяние отрицательных пионов водородом исследовалось в нашей лаборатории на пионных пучках 450-Мэвного синхроциклотрона. В данной работе результаты предыдущих измерений [2] распространяются на область более высоких энергий. При нашей методике это возможно лишь для отрицательных пионов, поскольку интенсивность выведенных из синхроциклотрона пучков положительных пионов при высоких энергиях становится крайне малой. В сообщаемой здесь работе упругое рассеяние и рассеяние с перезарядкой отрицательных пионов на водороде были изучены для первичных пучков пионов 169, 194 и 210 *Мэв*. Использовавшиеся в этих измерениях аппаратура и экспериментальная методика по существу такие же, как и в работе А. Пучок пионов нужной энергии проходит через два сцинтилляционных счетчика: № 1 и 2, а затем — через тонкостенный дюар с жидким водородом. Рассеянные частицы регистрируются двумя другими счетчиками, № 3 и 4. Двойные совпадения счетчиков № 1 и 2, обозначаемые через D, дают меру количества первичных частиц. Четверные совпадения четырех счетчиков, обозначен-

---

* *Scattering of Negative Pions by Hydrogen.* (With M. Glicksman, R. Martin, D. Nagle.) Phys. Rev., 1953, 92, 161—163.

[1] Работа проводилась по совместной программе Управления по военно-морским исследованиям США и Комиссии по атомной энергии США.

[2] Anderson, Fermi, Martin, Nagle. Phys. Rev., 1953, 91, 155 (статья 137); далее цитируется как А.

ные через Q, дают меру числа рассеянных частиц, которые фиксируются регистрирующими счетчиками № 3 и 4. Когда циклотрон работал при средней интенсивности, соответствующей 20 ваттам на мишени, число двойных совпадений в минуту составляло примерно 190 000 при 169 *Мэв*, 53 000 при 194 *Мэв* и 35 000 при 210 *Мэв*.

Детали и геометрия этой установки описаны в разделе I работы А. Данные опыты отличались конструкцией счетчиков № 1 и 2, которые имели такой же, как и в работе А, диаметр, 2 дюйма, но были намного тоньше. В этих экспериментах счетчиком № 1 служил жидкий сцинтиллятор общей толщиной $^1/_4$ дюйма, счетчиком № 2 — пластический сцинтиллятор толщиной $^1/_8$ дюйма. Благодаря этому был весьма существенно снижен фон, обусловленный образованием звезд за счет столкновений со счетчиком № 2. В предыдущих опытах толщина регистрирующих счетчиков была достаточна, чтобы предупредить счет протонов отдачи даже при измерениях под углом рассеяния 45°. В описываемых опытах при более высоких энергиях иногда было необходимо устанавливать перед счетчиком № 4 дополнительный поглотитель, чтобы убедиться в том, что никакие протоны отдачи не регистрировались. Такие добавочные поглотители использовались только в измерениях при 194 и 210 *Мэв* и только для угла рассеяния 45°. В измерениях при 194 *Мэв* без свинцовой пластинки (конвертора) устанавливался дополнительный алюминиевый поглотитель толщиной $^5/_8$ дюйма. В измерениях при 210 *Мэв* использовался добавочный поглотитель из $^1/_8$ дюйма алюминия, когда свинцовый конвертор находился на месте; без свинцового конвертора добавочный поглотитель составлял $^7/_8$ дюйма алюминия. В остальном же процедура расчетов и обработки данных тождественна изложенной в разделе VII работы А.

Измерения рассеяния проведены для лабораторных углов рассеяния 45°, 90° и 135°; для каждого положения четыре раза измерялось отношение Q/D четверных и двойных совпадений: с жидким водородом в дюаре и без него и со свинцовой пластинкой 7,36 *г/см²* перед счетчиком № 3 и без нее. Разность отсчетов, сделанных с жидким водородом и без него, считается эффектом, который связан с присутствием жидкого водорода. Свинцовая пластинка увеличивает чувствительность регистрирующих счетчиков к фотонам, возникшим при распаде нейтральных пионов в процессе перезарядки. В табл. I собраны наблюдавшиеся значения отношений Q/D, полученные в данных опытах. Эта таблица аналогична табл. VI в работе А.

Чтобы по данным этой таблицы вычислить число рассеянных пионов и фотонов, попадающих в регистрирующие счетчики № 3 и 4, нужно знать для этих частиц эффективности в присутствии свинцового конвертора и без него. Процедура расчета таких эффективностей описана в разделе VIII работы А. Единственное различие состоит в дополнительном поглощении, связанном с алюминиевыми поглотителями, которые в некоторых опытах устанавливались перед счетчиком № 4 для остановки

Таблица I

Измеренные значения $(Q/D)\cdot 10^6$ для отрицательных пионов

Угол	Свинец	С водородом	Без водорода	Разность
		169 *Мэв* (94% пионов)		
45°	нет	269,4±7,9	141,7±5,1	127,7±9,4
90°	нет	100,8±4,3	60,5±3,6	40,3±5,7
135°	нет	160,9±5,4	83,2±4,1	77,7±6,8
45°	есть	488,8±11,1	121,5±5,1	367,3±12,1
90°	есть	243,4±6,7	58,8±3,5	184,6±7,6
135°	есть	303,8±7,4	77,4±4,0	226,4±8,4
		194 *Мэв* (96% пионов)		
45°	нет	295±11	137±8	158±14
90°	нет	112±6	53±4	59±7
135°	нет	176±8	91±5	85±9
45°	есть	638±15	169±9	469±18
90°	есть	278±10	63±6	215±12
135°	есть	344±6	92±6	252±8
		210 *Мэв* (98% пионов)		
45°	нет	288±14	121±8	167±16
90°	нет	146±9	72±6	74±11
135°	нет	171±11	89±7	82±13
45°	есть	633±20	155±9	478±22
90°	есть	222±12	63±6	159±14
135°	есть	263±13	93±7	170±15

всех протонов отдачи. Принятые в расчетах эффективности собраны в табл. II.

Для каждой первичной энергии и каждого угла рассеяния с помощью этих эффективностей и данных табл. I вычисляются числа П и Г пионов и фотонов, попадающих в телесный угол, стягиваемый счетчиком № 4. Это достигается решением двух уравнений с двумя неизвестными, как указано в работе А.

Числа П и Г можно сразу же перевести в сечения на стерадиан для обоих процессов. Чтобы это сделать, их нужно разделить на произведение следующих сомножителей: а) число пионов на миллион двойных совпадений (как и в работе А, это число получено при изучении кривой поглощения; доля пионов в пучках разной энергии дается в табл. I), б) те-

Таблица II

Эффективности регистрирующих счетчиков

Энергия, *Мэв*	Угол	Свинец	Эффективность к пионам, %	Эффективность к фотонам, %
169	45°	нет	97	4
	45°	есть	92	71
	90°	нет	97	4
	90°	есть	90	64
	135°	нет	97	4
	135°	есть	89	61
194	45°	нет	92	4
	45°	есть	92	72
	90°	нет	97	4
	90°	есть	91	66
	135°	нет	97	4
	135°	есть	90	62
210	45°	нет	90	4
	45°	есть	91	73
	90°	нет	97	4
	90°	есть	91	67
	135°	нет	97	4
	135°	есть	91	63

лесный угол, стягиваемый счетчиком № 4 (как и в работе А, он составлял 0,083 стерадиана), в) число атомов водорода на 1 *см*^{2}, проходимое пучком (как и в работе А, это число равнялось $5{,}9\cdot 10^{23}$), г) поправочный множитель, учитывающий ослабление пучка при прохождении сосуда с водородом. По оценкам такие поправочные множители составили для трех энергий 0,988, 0,986 и 0,990.

Полученные таким путем дифференциальные сечения и их значения, пересчитанные к системе центра масс, собраны в табл. III. Перечисленные в этой таблице ошибки включают статистические ошибки плюс 10-процентную ошибку, которая, по нашим оценкам, может быть вызвана недостаточным знанием чувствительности регистрирующей аппаратуры.

Интегрирование дифференциальных сечений в лабораторной системе сразу же дает полные сечения, приведенные в табл. IV. В графах 2 и 3

Таблица III

Дифференциальные сечения отрицательных пионов

Энергия, *Мэв*	Процесс	Лабораторная система		Система центра масс	
		Угол рассеяния, *град*	Дифф. сечение, 10^{-27} *см²/стерад*	Угол рассеяния, *град*	Дифф. сечение, 10^{-27} *см²/стерад*
169	$\pi^- \to \pi^-$	45	2,56±0,35	56,6	1,82±0,25
		90	0,69±0,16	105,4	0,73±0,17
		135	1,51±0,22	145,2	2,31±0,34
169	$\pi^- \to \gamma$	45	8,05±0,94	54,9	6,05±0,71
		90	5,37±0,63	102,8	5,65±0,66
		135	5,95±0,72	143,4	8,37±1,01
194	$\pi^- \to \pi^-$	45	3,28±0,50	57,3	2,30±0,35
		90	1,08±0,20	106,0	1,16±0,21
		135	1,62±0,27	145,6	2,54±0,42
194	$\pi^- \to \gamma$	45	9,87±1,23	55,6	7,24±0,90
		90	5,53±0,74	103,7	5,87±0,79
		135	6,41±0,77	143,9	9,29±1,12
210	$\pi^- \to \pi^-$	45	3,49±0,53	57,9	2,43±0,37
		90	1,47±0,29	106,7	1,59±0,31
		135	1,64±0,36	146,0	2,61±0,57
210	$\pi^- \to \gamma$	45	9,43±1,27	56,1	6,83±0,92
		90	2,99±0,66	104,4	3,19±0,70
		135	3,31±0,77	144,4	4,88±1,14

даны полные сечения упругого рассеяния и процесса с образованием фотонов. Вклад последнего в полное сечение составляет всего лишь половину сечения, указанного в графе 3, ибо каждый распадающийся нейтральный пион дает два фотона. По этой причине приведенные в графе 4 полные сечения получены суммированием сечения упругого рассеяния и половины сечения образования фотонов. Была добавлена малая величина около 0,5 *мб*, чтобы учесть вклад обратного фотоэффекта. В последней графе для сравнения приведены значения полных сечений из опытов по ослаблению пучка. Они получены интерполяцией уже опубликованных данных [3].

[3] Anderson, Fermi, Long, Martin, Nagle. Phys. Rev., 1952. 85, 934. (Статья 131.)

Таблица IV

Проинтегрированные сечения отрицательных пионов, 10^{-27} *см²*

Энергия, *Мэв*	$\pi^- \to \pi^-$	$\pi^- \to \gamma$	Полное	Полное сечение по методу ослабления
169	21,2±2,0	82,8±5,9	63±4	64±6
194	26,4±2,7	93,9±7,2	74±5	66±6
210	28,7±3,1	69,1±7,2	64±5	61±6

Если предположить, что во взаимодействии дают вклад только s- и p-волны, то можно ожидать, что все сечения в системе центра масс должны иметь форму

$$a + b\cos\vartheta + c\cos^2\vartheta. \quad (1)$$

Предположение о ничтожности вклада d-рассеяния становится, конечно, все менее правдоподобным с ростом энергии, и очень сомнительно, чтобы оно было правильным для пионов с энергией примерно 200 *Мэв*. Проверка этого предположения и следующей из него формулы (1) потребовала бы более тщательного изучения угловой зависимости рассеяния, нежели это было возможно до сих пор. Считая формулу (1) верной, можно по данным табл. III вычислить значения коэффициентов a, b и c, представляющих экспериментальные результаты. Эти значения собраны в табл. V.

Таблица V

Коэффициенты $\frac{d\sigma}{d\omega} = a + b\cos\vartheta + c\cos^2\vartheta$ для различных процессов, 10^{-27} *см²/стерад*

Энергия, *Мэв*	λ, 10^{-13} *см*	Процесс	a	b	c
169	0,928	— → —	0,64±0,19	0,47±0,29	3,04±0,62
		— → γ	5,28±0,69	−0,84±0,86	3,76±2,00
		— → 0	1,85±0,72	−0,61±0,62	4,25±2,27
194	0,856	— → —	1,12±0,24	0,65±0,40	2,87±0,80
		— → γ	5,53±0,83	−0,13±1,06	5,59±2,48
		— → 0	1,73±0,80	−0,09±0,74	5,89±2,61
210	0,817	— → —	1,56±0,34	0,50±0,47	2,14±1,09
		— → γ	3,55±0,75	2,82±1,06	5,48±2,28
		— → 0	0,84±0,70	1,94±0,73	5,56±2,31

Выводы

Приведенные в табл. III измеренные дифференциальные сечения в лабораторной системе нанесены на рис. 1 в зависимости от энергии первичных пионов. Для сравнения были включены также и сечения, полученные в работе A при энергиях 120 и 144 *Мэв*. Этот рисунок указывает на довольно интересное различие в поведении сечений процессов упругого рассеяния и образования фотонов. Первое монотонно возрастает

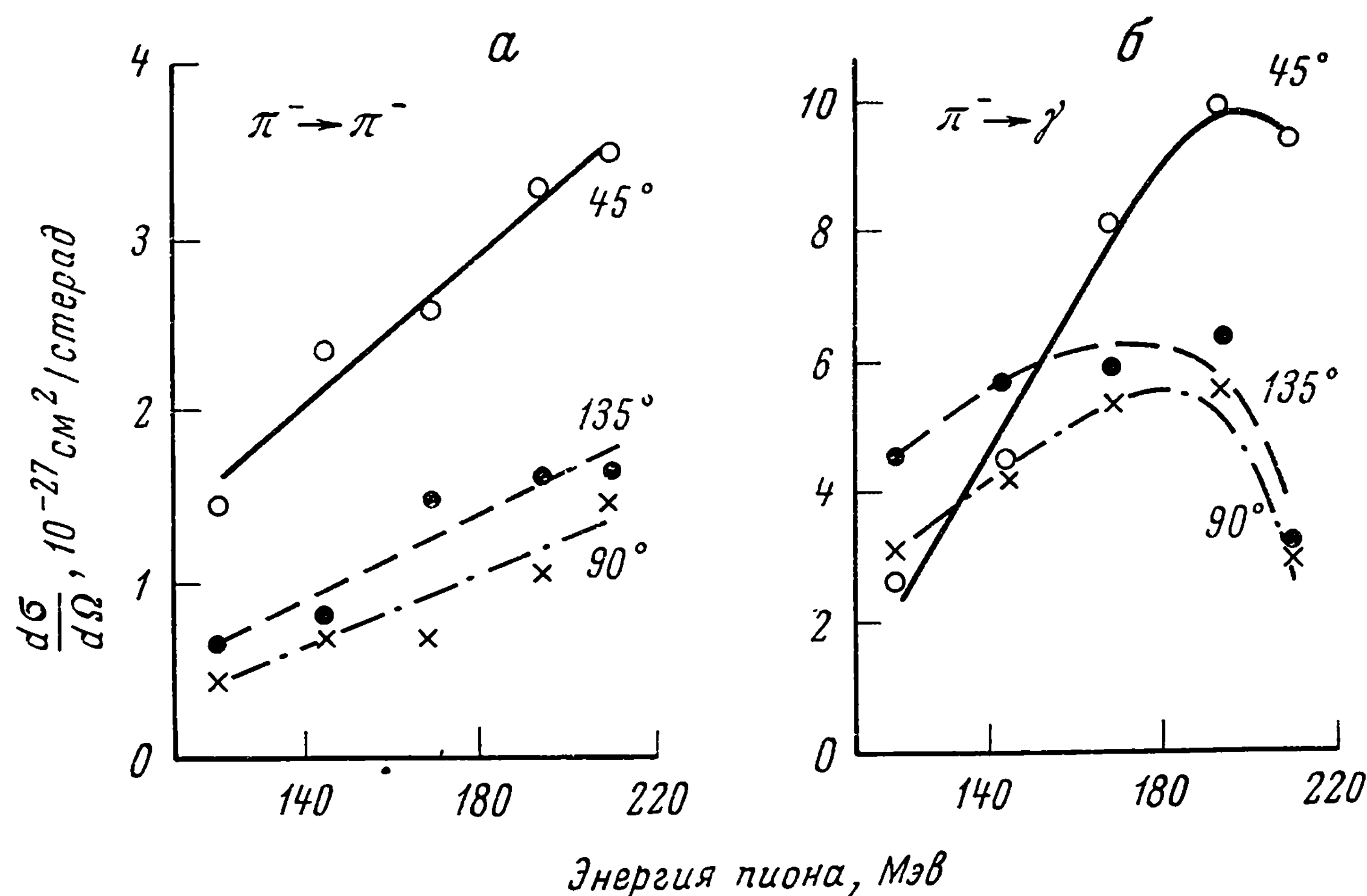


Рис. 1. Дифференциальные сечения (в лабораторной системе) для отрицательных пионов на водороде как функции начальной энергии пионов

а — упругое рассеяние; три кривые соответствуют углам рассеяния в лабораторной системе 45, 90 и 135°; эти кривые представляют собой графическую интерполяцию данных; *б* — сечения образования фотонов под теми же углами

с энергией без каких бы то ни было видимых резких особенностей. Сечение же образования фотонов проходит, по-видимому, через максимум при энергии примерно 180 *Мэв*. Вторая особенность этого сечения состоит в очень быстром росте сечения вперед (45°) по сравнению с рассеянием под углами 90 и 135°. Вследствие такого роста рассеяние, которое при низких энергиях происходит в основном назад, при высоких энергиях становится направленным главным образом вперед. Эту особенность можно увидеть также и из данных табл. V, указывающих на изменение знака коэффициента *b* с отрицательного на положительный (для рассеяния с перезарядкой).

Получена 24 июня 1953 г.
Институт ядерных исследований, Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс

К статье 140

Летом 1953 г. Ферми снова приехал в Лос-Аламос, чтобы обработать свои данные на электронной вычислительной машине. Публикация фазового анализа, который он проводил тогда с Н. Метрополисом и Э. Эли, несколько задержалась: после его отъезда из Лос-Аламоса в конце лета де Гоффман, Метрополис, Эли и Бете придали этой работе широкий размах (Phys. Rev., 1954, 95, 1586), воспользовавшись новыми данными, которые начали поступать из других лабораторий, и обе статьи были опубликованы вместе. Полученное Ферми решение давало нерезонансный фазовый сдвиг α_{33}.

Г. Андерсон

140

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ РАССЕЯНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ ВОДОРОДОМ*

(Совместно с Н. Метрополисом и Э. Эли)

Дается фазовый анализ рассеяния отрицательных пионов водородом в области 115—215 *Мэв.* В данной работе приведены два решения, которые в пределах экспериментальных ошибок представляют результаты двумя довольно различающимися наборами фазовых сдвигов. Одно из этих решений исключается на основании некоторой информации о рассеянии положительных пионов. Другое решение совместимо со всеми экспериментальными данными, известными в настоящее время. Указывается, однако, что это — не единственное решение, обладающее такими свойствами. Кроме того, представлены расчеты по рассеянию положительных и отрицательных пионов при энергии 61,5 *Мэв.*

I. Введение

Эта статья описывает ряд систематических попыток провести фазовый анализ экспериментальных данных по рассеянию пионов водородом[1,2]. Описывается два, по существу независимых расчета. Часть I касается анализа экспериментальных результатов работы Б по рассеянию отрицательных пионов в области энергий 115—215 *Мэв.* Публикуемые здесь

---

* *Phase Shift Analysis of the Scattering of Negative Pions by Hydrogen.* (With N. Metropolis and E. F. Alei.) Phys. Rev., 1954, 95, 1581—1585.

[1] Anderson, Fermi, Martin, Nagle. Phys. Rev., 1953, 91, 155 (статья 137), далее цитируется как А; Fermi, Glicksman, Martin, Nagle. Phys. Rev., 1953, 92, 161 (статья 139), далее цитируется как Б.

[2] Bodansky, Sachs, Steinberger. Phys. Rev., 1953, 90, 997; 1954, 93, 918, 1367.

расчеты были выполнены весной и летом 1953 г. и распространялись как частные сообщения. В течение этого времени делался ряд других попыток объяснить, в сущности, те же самые данные [3].

Мы сошлемся на рис. 1 работы Б, на котором суммированы экспериментальные результаты. Как видно из этого рисунка, перезарядка проходит через максимум несколько ниже 200 *Мэв* и примерно при той же самой энергии угловое распределение этого процесса превращается из распределения в основном назад в распределение в основном вперед. Высказывалась идея [4], что некоторые характеристики пион-нуклонного рассеяния и фоторождения пиона на нуклоне, по-видимому, указывают на существование примерно при этой энергии резонансного уровня в состоянии с изотопическим спином 3/2 и обычным спином 3/2. Характеристики рассеяния отрицательных пионов в окрестности 200 *Мэв* можно объяснить таким гипотетическим резонансным уровнем. Поэтому представляется разумным проверить, не подтвердит ли и фазовый анализ данных гипотезу о существовании такого уровня. Полученные в данной работе решения не обнаруживают такого резонансного уровня; однако в работах [3] приводятся решения, совместимые с наличием такого резонанса.

В разделе IV описывается расчет фазовых сдвигов, выполненных по экспериментальным данным Боданского, Сакса и Штейнбергера [2] для 61,5 *Мэв*. Эти авторы предложили нам проанализировать их данные, чтобы подтвердить их более ранние расчеты и поискать другие решения, а также установить чувствительность анализа к малым отклонениям фазовых сдвигов. Мы признательны им за подготовку данных и за ряд полезных дискуссий. При таких сравнительно низких энергиях необходимо ввести член, отвечающий кулоновскому рассеянию.

По окончании этой работы был получен препринт статьи Хома, Голдгабера и Ледермана [5]. В нем приведены некоторые результаты по рассеянию положительных пионов водородом при 151 и 188 *Мэв*. О других результатах по полным сечениям положительных пионов сообщали Ашкин, Блэйзер, Штерн, Горман и Файнер [6]. Соотношение этих результатов с выводами данного расчета будет обсуждаться в конце статьи.

Имеется две причины, почему представленный в работе Б фазовый анализ экспериментальных данных не заслуживает полного доверия. Первая состоит в том, что в то время, когда был предпринят этот расчет, имелись экспериментальные результаты только по рассеянию отрицательных пионов. Поэтому нельзя проверить набор фазовых сдвигов по общему

---

[3] M. Glicksman. Phys. Rev., 1954, 94, 1355; R. Martin. Phys. Rev., 1954, 95, 1606; и особенно de Hoffmann, Metropolis, Alei, Bethe. Phys. Rev., 1954, 95, 1586 (следующая статья), где представленные в данной статье расчеты обобщаются, причем делаются попытки выбрать одно из нескольких возможных решений.

[4] K. A. Brueckner. Phys. Rev., 1952, 86, 106.

[5] Homa, Goldhaber, Lederman. Phys. Rev., 1954, 93, 554.

[6] Ashkin, Blaser, Stern, Gorman, Feiner. Представлено Ашкином на Четвертой Рочестерской конференции по ядерной физике высоких энергий, январь 1954 (University of Rochester Press, Rochester).

поведению положительных и отрицательных пионов. Второй причиной является то, что имеющаяся у нас ныне экспериментальная информация не позволяет включить в фазовый анализ какой-либо вклад d-волн. При низких энергиях, вероятно, законно пренебрегать фазовыми сдвигами d-волн, однако эта процедура становится менее оправданной при более высоких энергиях, когда относительная де-бройлевская длина волны системы пион — нуклон становится заметно меньше радиуса Юкавы.

По этим причинам представленный здесь фазовый анализ чикагских данных в значительной мере может быть ошибочным. Следовало бы заметить, что эта неоднозначность в какой-то мере устраняется благодаря появлению некоторых результатов о сечениях положительных пионов; однако даже при включении этих данных остается довольно заметная неопределенность в интерпретации. Подобные неопределенности обсуждаются в следующей статье (см. [3]), в которой делается попытка на основе определенных теоретических предположений прийти к выбору между различными возможностями.

II. Математическая задача

В А уже описывалась общая процедура вычисления фазовых сдвигов для s- и p-волн. Мы будем исходить из этого рассмотрения и остановимся на двух вариантах данного метода, а также обсудим упрощение анализа колумбийских результатов [2] при более низких энергиях. При заданной энергии дифференциальные сечения всех процессов рассеяния

$$\pi^+ \to \pi^+, \qquad \pi^- \to \pi^-, \qquad \pi^- \to \pi^0 \to 2\gamma \tag{1}$$

выражаются через шесть фазовых сдвигов s- и p-волн с изотопическими спинами 3/2 и 1/2. Так же как и в А, мы обозначаем эти шесть углов через α_3, α_1, α_{33}, α_{31}, α_{13}, α_{11}. В тех расчетах фазовых сдвигов, которые описаны в А, использовались дифференциальные сечения трех процессов (1), причем каждое из них было измерено при трех разных углах.

В некоторой точке шестимерного пространства фазовых сдвигов указанные выше девять сечений можно вычислить, пользуясь формулами, приведенными в А (раздел X). Затем можно рассчитать функцию

$$M(\alpha_3, \alpha_1, \alpha_{33}, \alpha_{31}, \alpha_{13}, \alpha_{11}) = \sum_{i=1}^{9} \left(\frac{\Delta_i}{\varepsilon_i}\right)^2, \tag{2}$$

где Δ_i — разность измеренного на опыте и вычисленного сечения, а ε_i — соответствующая экспериментальная ошибка. Величина M является мерой приближения к девяти экспериментальным результатам. Тогда математически задача сводится к нахождению минимума (или минимумов) функции M в шестимерном пространстве.

При вычислениях с помощью лос-аламосской электронной вычислительной машины использовались два метода. В одном из них начинают с некоторой точки и движутся вдоль первой координатной оси α_3, скажем, через $^1/_2{}^\circ$, пока не будет достигнут минимум. Затем проходят по второй оси и так далее, пока не прекратится дальнейшее улучшение. Для уточнения выполненных расчетов используют меньший шаг ($^1/_{16}{}^\circ$). Во втором методе сначала вычисляют градиент, а затем следуют вдоль его направления, пока не будет найден минимум. После этого снова вычисляется градиент и процесс повторяется, пока не появится (относительный) минимум. Вообще говоря, второй метод быстрее приводит к результату, хотя в некоторых случаях это и не так, поскольку вычисление градиента требует относительно большого времени.

В тех предположениях, которые были сформулированы в А, дифференциальные сечения можно записать в форме

$$\frac{d\sigma_n}{d\omega} = a_n + b_n \cos\chi + c_n \cos^2\chi, \tag{3}$$

где n отвечает трем процессам (1), а χ — угол рассеяния в системе центра масс. Коэффициенты a_n, b_n, c_n представляют собой те величины, которые сначала вычисляются для какого-то набора фазовых сдвигов. Затем с помощью равенства (3) находятся сечения для различных значений χ. Таким образом, альтернативная процедура состоит в том, чтобы методом наименьших квадратов найти решение для коэффициентов, а не сечений. Первые можно считать более фундаментальными величинами, но экспериментальные ошибки у них больше.

При энергиях до 135 *Мэв* использовались экспериментальные результаты для всех трех процессов. Однако при более высоких энергиях измерения рассеяния проводились только для отрицательных пионов. Для каждого из двух процессов сечения измерены при трех углах. Поэтому в этом случае шесть фазовых сдвигов α_i определены только по шести сечениям, и какая-либо внутренняя проверка этой процедуры невозможна. Однако для каждого решения можно вычислить полное сечение рассеяния положительных пионов и сравнить его с соответствующим экспериментальным значением.

Оказалось, что при каждой энергии, для которой сделан расчет, имеется, вообще говоря, несколько решений, т. е. достигается несколько относительных минимумов уравнения (2). Чтобы скоррелировать между собой решения при различных энергиях, можно воспользоваться неким принципом непрерывности. Можно графически проинтерполировать экспериментальные сечения (или коэффициенты) и найти затем набор решений задачи на отыскание минимума для довольно близких энергетических интервалов. Исходным пунктом для отыскания минимума при каждом изменении энергии удобно считать решение в предыдущем энергетическом интервале. Таким путем выбирают то решение, которое близко к решению, полученному непосредственно перед ним. Подобная процедура

«слежения» может позволить отобрать набор решений, представляющих данные в пределах экспериментальных ошибок и согласующихся с полными сечениями для положительных пионов. Она обладает тем преимуществом, что частично устраняет довольно значительные экспериментальные ошибки.

III. Результаты расчетов для области энергий 115—215 *Мэв*

Результаты расчетов фазовых сдвигов для энергий 120 и 135 *Мэв* были даны в А. В ней использовались данные измерений как положительных, так и отрицательных пионов. Было установлено, что существует [7] два набора почти эквивалентных решений: «первое решение» и «решение Янга». Третий минимум был найден с очень большим значением *M*, что означает неудовлетворительное решение задачи.

При более высоких энергиях, когда использовались сечения только отрицательных пионов, было найдено два довольно отличающихся решения, отвечающих двум немного различающимся интерполяциям экспериментальных результатов.

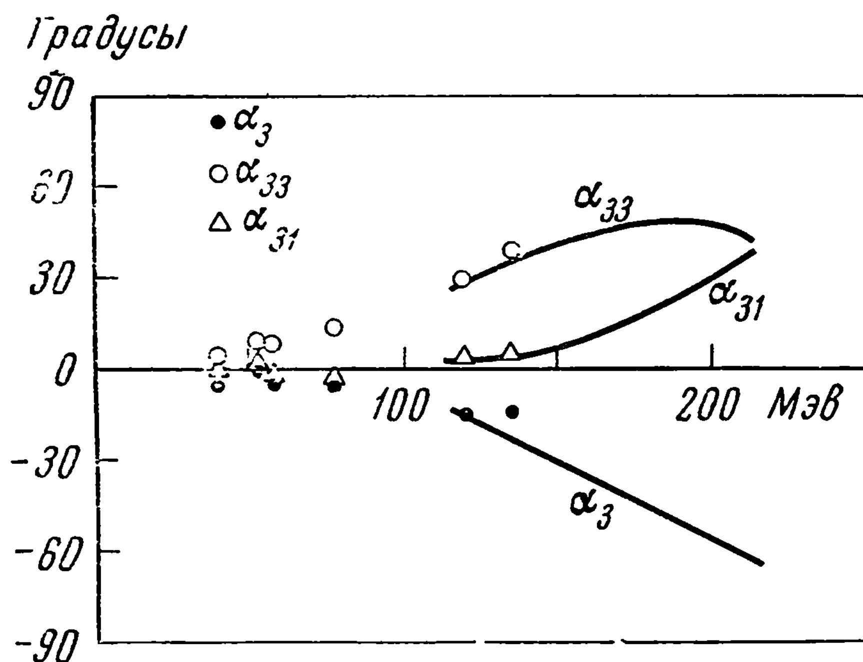


Рис. 1. Фазовые сдвиги состояний с изотопическим спином 3/2 в зависимости от энергии первичного пиона для решения 1. Для сравнения приведены также и значения тех же фаз при более низких энергиях

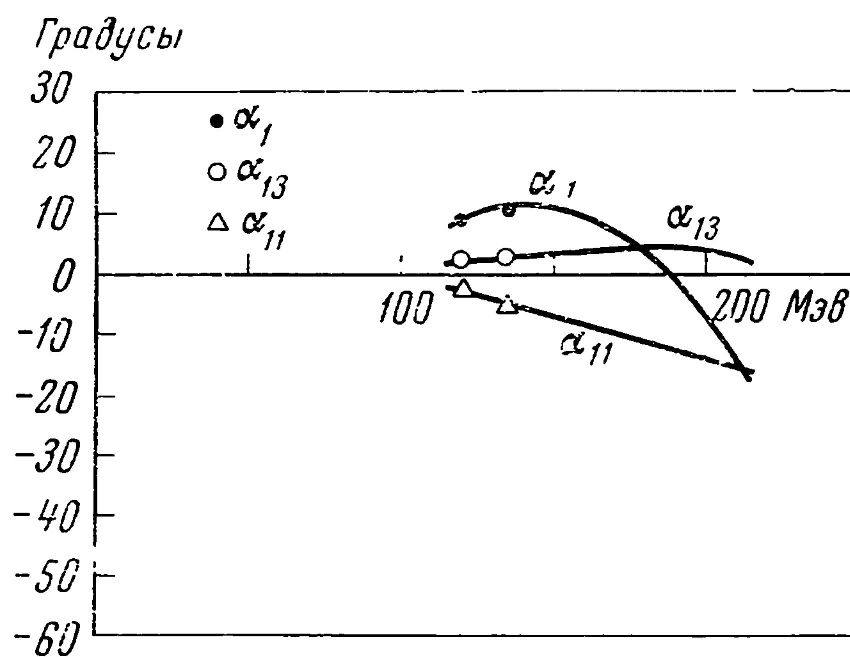


Рис. 2. Фазовые сдвиги состояний с изотопическим спином 1/2 в зависимости от энергии первичного пиона для решения 1. Приведены также значения, ранее полученные при 120 и 135 *Мэв*

В обоих расчетах мы выбрали для самой низкой энергии решение, близкое к полученному в А «первому решению». В описываемой здесь работе не делалось никаких попыток исследовать поведение решения

---

[7] E. Fermi, N. Metropolis. Лос-Аламосский несекретный отчет LA-1492, 1952 (не опубликовано). (Статья 136.)

Таблица I

Первое решение

Энергия, *Мэв*	Сдвиги фаз, *град*						Вычисленные в системе ц. м. сечения соответственно углам рассеяния 45°, 90°, 135° в л. с., 10^{-27} *см²/стерад*									Полное сечение π^+, 10^{-27} *см²*
	α_3	α_1	α_{33}	α_{31}	α_{13}	α_{11}	$- \to -$			$- \to \gamma$			$+ \to +$			
115	—13,4	8,2	26,0	2,7	1,6	—2,1	0,90	0,41	0,85	1,69	2,86	5,01	3,34	4,42	12,69	75
125	—18,4	10,3	30,6	3,7	2,0	—3,5	1,13	0,53	0,98	2,20	3,74	6,59	4,29	5,70	15,89	95
135	—23,5	11,3	34,9	5,0	2,4	—4,9	1,35	0,65	1,15	2,79	4,50	7,88	5,57	6,84	18,59	115
145	—28,5	11,3	38,9	6,7	2,8	—6,3	1,52	0,76	1,32	3,44	5,03	8,70	7,10	7,67	20,46	135
155	—33,6	10,3	42,6	9,2	3,2	—7,7	1,66	0,85	1,53	4,17	5,35	9,13	8,84	8,16	21,73	149
165	—38,6	8,2	45,8	12,3	3,6	—9,1	1,78	0,92	1,76	4,96	5,48	9,16	10,72	8,36	22,38	163
175	—43,7	5,1	48,3	16,6	4,0	—10,5	1,86	1,00	2,01	5,70	5,36	8,73	12,45	8,16	22,23	173
185	—48,7	0,9	49,8	20,8	4,2	—12,0	1,94	1,09	2,30	6,47	5,12	8,16	14,10	7,72	21,92	181
195	—53,8	—4,2	49,4	26,5	4,2	—13,4	2,05	1,22	4,68	7,02	4,68	7,37	15,19	7,01	21,16	184
205	—58,8	—10,5	46,9	32,6	3,6	—14,8	2,23	1,43	2,74	7,31	4,11	6,45	15,65	6,25	19,81	181
215	—63,9	—17,7	41,0	39,8	2,0	—16,2	2,53	1,70	2,66	7,20	3,46	5,44	15,21	5,68	17,60	170

Таблица II

Второе решение

Энергия, *Мэв*	Сдвиги фаз, *град*						Вычисленные в системе ц. м. сечения соответственно углам рассеяния 45°, 90°, 135° в л. с., 10^{-27} *см²/стерад*									Полное сечение π^+, 10^{-27} *см*
	α_3	α_1	α_{33}	α_{31}	α_{13}	α_{11}	$- \to -$			$- \to \gamma$			$+ \to +$			
115	—10,9	8,5	23,2	9,8	3,0	—8,2	0,99	0,50	0,73	1,39	2,49	5,03	2,69	2,82	12,26	64
125	—14,0	9,7	33,1	5,1	1,3	—2,8	1,21	0,47	1,04	2,47	3,76	6,76	5,19	5,36	16,62	102
135	—16,5	10,5	39,7	3,8	1,0	—0,4	1,42	0,50	1,32	3,38	4,66	7,86	7,08	6,88	19,29	126
143	—18,5	10,8	44,3	2,8	1,1	1,1	1,56	0,55	1,52	3,99	5,14	8,33	8,40	7,80	20,53	141
155	—17,9	10,7	51,8	1,9	1,5	1,4	1,74	0,66	1,78	4,77	5,47	8,70	10,32	8,53	21,61	159
167	—8,9	10,0	61,6	0,3	1,6	1,4	1,91	0,81	2,01	5,46	5,47	8,50	12,26	8,78	22,00	173
173	—3,3	9,4	66,6	—0,2	1,8	1,1	1,98	0,89	2,11	5,73	5,34	8,27	13,09	8,76	21,81	177
184	6,9	7,3	74,8	3,2	3,3	—3,4	2,11	1,06	2,29	6,22	5,01	7,74	14,60	8,42	21,25	184
188	9,4	6,6	69,6	10,6	4,0	—14,9	2,16	1,13	2,36	6,38	4,86	7,50	13,48	6,87	19,93	174
192	11,0	6,4	61,7	15,1	3,1	—25,5	2,21	1,20	2,43	6,57	4,80	7,27	13,47	5,03	17,66	156
196	12,7	5,9	51,3	22,2	1,3	—35,9	2,24	1,26	2,47	6,67	4,48	6,94	11,87	2,56	14,60	128
200	14,4	5,3	46,9	25,6	0,0	—40,5	2,28	1,34	2,53	6,81	4,26	6,62	11,37	1,62	12,87	117
208	18,1	3,7	40,3	31,5	—3,1	—46,7	2,35	1,48	2,63	7,05	3,78	5,93	10,89	0,57	10,03	103
216	20,7	0,3	35,4	38,6	—5,5	—49,7	2,42	1,63	2,73	7,27	3,26	5,17	10,74	0,28	8,49	97

Янга при высоких энергиях. Это обстоятельство обсуждается наряду с другими в следующей статье (см. [3]).

Полученные два набора решений даны в табл. I и II, а на рис. 1 и 2 первый набор представлен графически. Первое из этих решений было получено следующей, несколько смешанной процедурой. Сначала два набора вычислялись на основе двух разных графических интерполяций экспериментальных данных. Соответствующие фазовые сдвиги оказались довольно похожими. Они были скомбинированы и сглажены, чтобы получить фазовые сдвиги; при этом было проверено, что они представляют экспериментальные сечения в пределах ошибки опыта.

Второй набор был получен по другой интерполяции экспериментальных данных. В этом случае использовалась аналитическая формула для интерполяций. Этот расчет был проведен дважды с разной аналитической интерполяцией и в обоих случаях дал довольно сходные результаты. Здесь детально описывается только один из них.

IV. Анализ колумбийского эксперимента при энергии 61,5 *Мэв*

Боданский, Сакс и Штейнбергер [2] предоставили нам экспериментальные результаты, приведенные в табл. III. Эти данные являются экстраполяцией к 61,5 *Мэв* измеренных ими значений при 58 *Мэв* для положительных пионов и при 65 *Мэв* — для отрицательных. Такая экстраполяция была проведена, чтобы получить при одной энергии полный набор данных как для положительных, так и для отрицательных пионов. С этой целью для четырнадцати сечений использовался метод наименьших квадратов. При такой относительно низкой энергии можно пользоваться несколько более простыми выражениями для сечений, разлагая экспо-

Таблица III

Экстраполированные данные колумбийских экспериментов

$\pi^+ \to \pi^+$		$\pi^- \to \pi^-$		$\pi^- \to 2\gamma$	
θ	$d\sigma/d\omega$	θ	$d\sigma/d\omega$	θ	$d\sigma/d\omega$
36°	0,27±0,12	42°	0,83±0,12	50°	0,69±0,05
47	0,53±0,09	53	0,47±0,07	97	1,76±0,07
64	0,74±0,07	70	0,28±0,05	150	2,88±0,16
101	1,39±0,08	101	0,21±0,05		
129	2,36±0,12	151	—0,01±0,10		
155	3,13±0,17				

ненты [формулы (10) в А] и удерживая члены первого порядка. Такое разложение оказывается возможным, поскольку при этой энергии все сдвиги фаз должны быть малы. Необходимо, однако, ввести член, учитывающий кулоновское рассеяние, существенное при низких энергиях.

Мы выполнили два расчета, исходя из двух точек, соответствующих приближенным решениям задачи, которые ранее были получены Боданским, Саксом и Штейнбергером. Кроме того, мы провели двадцать два расчета, исходя из случайно выбранных точек. Было найдено семь разных решений. Они приведены в табл. IV. Первые два аналогичны решениям, найденным Боданским, Саксом и Штейнбергером.

Таблица IV

Анализ колумбийских данных

	α_3	α_1	α_{33}	α_{31}	$\alpha_{\ 3}$	α_{11}	Относительный минимум
1	−5,4	9,4	8,3	−1,8	−2,0	0,1	86
2	−5,4	9,4	1,6	11,6	−0,7	−2,7	86
3	13,0	−3,6	−2,7	−1,1	6,3	−1,2	143
4	13,0	−3,6	−1,6	−3,1	1,3	9,0	143
5	−11,2	0,9	4,0	0,4	−8,3	0,5	250
6	8,5	−2,5	−0,7	−10,3	5,9	5,2	324
7	8,5	−2,5	−6,9	2,7	5,4	5,8	324

Из чисто алгебраических соображений известно, что множественность решений может быть велика. При нашем предположении малости фазовых сдвигов всякий раз, когда сдвиги p-фазы для одного из двух состояний изотопического спина, скажем $T = 1/2$, приблизительно равны, для $T = 3/2$ имеет место двукратная множественность сдвигов p-фаз[8]. Последние связаны следующим образом:

$$2\alpha_{33} + \alpha_{31} = 2\alpha'_{33} + \alpha'_{31}, \qquad \alpha_{33} - \alpha_{31} = \alpha'_{31} - \alpha'_{33}; \tag{4}$$

это соответствует двум множественным наборам. Эти условия справедливы приблизительно для минимумов 1,2 и 6,7 из табл. IV для $T = 3/2$, а также для 3,4 для $T = 1/2$. Минимум 5 не обнаруживает никакой множественности, ибо для обоих изотопических спинов сдвиги p-волны не являются ни малыми, ни равными.

Наконец, мы взяли из табл. IV минимум 1 и по очереди варьировали отдельно каждый из фазовых сдвигов, пока значение M, определяемое

---

[8] Это как раз равно множественности сдвигов p-фазы, которую нашли при анализе углового распределения в упругом рассеянии p — He^4 (см. C. L. Critchfield, D. C. Dodde, Phys. Rev., 1949, 76, 602).

Таблица V

Изменение фаз порознь, которое приводит к заданному изменению минимума функции M

	$+\delta$	$-\delta$		$+\delta$	$-\delta$
α_3	1,1°	—1,4°	α_{31}	0,9	—1,1
α_1	0,9	—1,0	α_{13}	0,9	—0,8
α_{33}	0,6	—0,8	α_{11}	1,7	—1,7

уравнением (2), не увеличивалось от минимальной величины 86 до 128. Результаты суммируются в табл. V. Такой расчет дает меру чувствительности решения к малым изменениям фазовых сдвигов. Показаны как положительные, так и отрицательные изменения.

V. Выводы

Отметим прежде всего, что решение 2 почти наверняка следует отбросить. Этот вывод не был очевидным, когда решение впервые было получено летом 1953 г.; однако теперь он представляется вполне обоснованным, так как это решение, по-видимому, несовместимо с данными по сечениям положительных пионов, появившимися с тех пор [5,6,9]. Разумеется, это не доказывает правильность решения 1, ибо затем [3] были найдены и другие решения, которые примерно в такой же степени совместимы с экспериментальными данными. Относительно решения 1 можно заметить, что оно не обнаруживает резонанса в состоянии с изотопическим спином 3/2 и моментом 3/2. Это видно из того, что соответствующий фазовый сдвиг α_{33} не достигает 90°, но начинает убывать, пройдя через максимум приблизительно при 50°. Как уже указывалось, другие решения, упомянутые в работах [3], обнаруживают резонансный характер. Что же касается точности, с которой они представляют экспериментальные данные, то эти решения примерно эквивалентны решению 1, и поэтому в настоящее время не представляется возможным сделать выбор между ними на этой основе. Выбор можно было бы сделать, только если ввести теоретические аргументы, как это сделано, например, в следующей статье (см.[3]). При нынешнем состоянии теории такие аргументы безусловно являются до некоторой степени гипотетическими.

Получена 6 мая 1954 г.
Институт ядерных исследований, Чикагский университет,
Чикаго, Иллинойс.
Лос-аламосская научная лаборатория, Лос-Аламос, Нью-Мексико

---

9 Fowler, Lea, Shephard, Shutt, Thorndike, Whittermore. Phys. Rev., 1953, 92, 832.

К статьям 141 и 142

Статья 139 была последней экспериментальной работой Ферми. Освободившись от выполнения трудоемких экспериментов, Ферми смог уделить время для совместной работы с Чандрасекаром над астрофизическими проблемами, до некоторой степени связанными с более ранними идеями Ферми о происхождении космических лучей. Сотрудничество с Чандрасекаром было отчасти обязано существовавшей в Институте ядерных исследований тенденции к расширению научных интересов за пределы физики высоких энергий и элементарных частиц. Ферми всячески старался поддержать и развить эту тенденцию.

Г. Андерсон

К статьям 141, 142 и 145

I

Осенью 1952 г. и зимой — весной 1953 г. мои встречи с Ферми были регулярными: еженедельно, по четвергам мы в течение двух часов обсуждали различные астрофизические проблемы, связанные с магнитогидродинамикой и происхождением космических лучей. Основные результаты этих обсуждений вошли в статьи 141 и 142, написанные нами совместно. Стоит отметить, что наши обсуждения начались по настоянию Ферми — свидетельство широты его интересов, далеко выходивших за пределы тех фундаментальных физических вопросов, которыми он главным образом занимался.

При встречах с Ферми я не переставал восхищаться прозрачностью и непринужденностью его анализа неизведанных ситуаций в тех областях, с которыми, как можно было предположить, он не был хорошо знаком и с которыми, действительно, он часто знакомился уже во время обсуждения. Его реакция на новые проблемы напоминала мне музыканта, который может сразу сыграть новую для себя пьесу с таким проникновением, которое обычно ассоциируется лишь с длительными и упорными репетициями. Конечно, дело было в том, что Ферми мог мгновенно распространить свое абсолютное понимание физических законов на любую физическую проблему, вставшую перед ним. В результате неизменно задача становилась ясной и интерпретируемой. Так, движения межзвездных облаков, пронизанных магнитными силовыми линиями, напомнили Ферми колебания кристаллической решетки, а гравитационная нестабильность ветвей галактической спирали навела его на мысль о нестабильности плазмы, что позволило ему рассмотреть стабилизацию с помощью аксиальных магнитных полей

II

Ферми всегда живо интересовался астрофизическими проблемами. Например, он был хорошо знаком с приложениями статистики, носящей его имя (с релятивистскими поправками), к теории строения белых карликов. Действительно, Ц. Д. Ли под руководством Ферми выполнил дипломную работу «Содержание водорода и механизм выделения энергии в белых карликах» (Ap. J., 1950, **111**, 625). Довольно вни-

мательно Ферми следил за работами по происхождению элементов и источникам энергии в звездах. Когда Гамов выдвинул идею об образовании элементов на очень ранних стадиях развития расширяющейся Вселенной при неравновесных процессах последовательного захвата нейтронов, Ферми совместно с Энтони Туркевичем очень тщательно изучил образование легчайших ядер за «первые 2000 секунд существования Вселенной». Подробное изучение процесса образования элементов в расширяющейся Вселенной позволило им обнаружить глубокую «пропасть», в которую попадает He^5, и указать на непреодолимость этого препятствия для образования более тяжелых элементов. Эта работа Ферми и Туркевича никогда не публиковалась; ее изложение можно найти в статье «Теория образования и относительные распространенности элементов» (R. A. Alpher, R. C. Herman. Rev. Mod. Phys., 1950, **22**, 194—197)[1].

Интерес Ферми к астрофизике перерос интерес простого (хотя и весьма критического) наблюдателя, когда стала осознаваться роль магнитогидродинамики в астрофизических проблемах. В этой области Ферми принадлежат одни из наиболее оригинальных и фундаментальных исследований.

III

В послевоенные годы произошел феноменальный рост интереса к магнитогидродинамике. Эта отрасль науки очень сложна; ее сложность отчасти связана с невозможностью ясно представить во многом противоречивые влияния, которые испытывает движение электропроводящей жидкости в присутствии магнитных полей. Естественно, что Ферми, который всегда интересовался задачами, бросавшими вызов физическому пониманию, был очарован этой проблемой. Он первым понял важную роль, которую играют магнитные поля для строения и развития Галактики.

IV

Осенью 1948 г. Эдвард Теллер стал развивать гипотезу о солнечном происхождении космических лучей. Ферми имел обыкновение говорить — полушутя,— что это внушило ему противоположную точку зрения и он стал придерживаться гипотезы о галактическом происхождении космических лучей.

Против представления о галактическом пространстве как о сплошь «пропитанном» космическими лучами тогда обычно выдвигался довод, что в этом случае в форме космического излучения должно существовать громадное количество энергии. Ферми ответил на это возражение тем, что предложил механизм ускорения космических частиц в межзвездном пространстве, где они, по его предположению, главным образом и рождаются.

Фермиевский механизм ускорения (как его стали называть) состоит во взаимодействии космических частиц с «блуждающими магнитными полями», и чтобы этот механизм мог успешно работать, Ферми должен был предположить, что в межзвездном пространстве такие поля существуют.

До работы Ферми предположение о существовании межзвездных магнитных полей было теоретической «спекуляцией». Ферми критически рассмотрел физиче-

---

[1] См. приложение 1.— *Прим. ред.*

ские условия в межзвездном пространстве, которые стали известны к тому времени, и превратил это предположение в теоретически необходимое. Открытое примерно в это же время Хилтнером и Холлом явление поляризации света в межзвездной среде вскоре превратило предположение о межзвездных магнитных полях в практически необходимое.

К идее о галактическом происхождении космических лучей Ферми пришел в ноябре 1948 г. Идея выкристаллизовалась полностью с самого начала. Об этом говорят два листка бумаги, на которых ясно выписаны все существенные элементы теории. Ферми набросал на этих листках пояснения своих соображений спустя день или два после того, как впервые стал думать над этой проблемой.

Важность роли магнитных полей и космических лучей для энергетического баланса Галактики была оценена Ферми сразу же. Этим был установлен чрезвычайно существенный для астрономии факт. Его описание турбулентного межзвездного вещества и магнитных полей как регулятора, служащего для поддержания интенсивности космических лучей постоянной, великолепно по заложенной в нем идее и по вытекающим из него представлениям.

Когда же впоследствии при изучении межзвездной поляризации выяснилось, что галактическое магнитное поле не является хаотическим, но обнаруживает некоторую упорядоченность, Ферми выдвинул предположение, согласно которому «ветви спирали являются магнитными силовыми трубками». Изменения в своей первоначальной теории, следующие из этой новой концепции межзвездного поля (а также из надежно установленных к 1952 г. данных об относительно большом числе α-частиц и других тяжелых ядер в первичных космических лучах), Ферми вкратце рассмотрел в Расселовской лекции [2], прочитанной в Американском астрономическом обществе (статья 145). Заключительную — поистине пророческую — фразу этой лекции стоит процитировать:

«В заключение я хотел бы подчеркнуть, что, независимо от деталей механизма ускорения, космические лучи и магнитные поля в Галактике должны рассматриваться как факторы, имеющие первостепенное значение для равновесия межзвездного газа».

V

Я уже говорил, что в 1952—1953 гг. мы с Ферми регулярно обсуждали астрофизические проблемы. В результате этих встреч появилась статья «Проблемы гравитационной устойчивости в присутствии магнитного поля» (статья 142). Ссылаясь на ее во многом математический характер, кое-кто утверждал, что это «не в стиле» Ферми. По этому поводу я могу заявить, что большинство проблем, рассмотренных в статье, были поставлены Ферми. Обобщение теоремы вириала, существование верхнего предела для магнитной энергии системы, находящейся в равновесии под действием собственного тяготения, стабилизация ветвей галактической спирали под действием аксиальных магнитных полей — все это идеи Ферми, совершенно новые для того времени. Но их следовало проверить, поскольку, как говорил Ферми, —

---

[2] Можно отметить, между прочим, что до сих пор приглашение Ферми является исключением из правила, согласно которому для чтения лекций, посвященных Генри Норрису Расселу, приглашаются только профессиональные астрономы.

«В магнитогидродинамике настолько легко ошибиться, что не следует верить результату длинных и сложных математических выкладок, если нельзя понять его физического смысла; в то же время нельзя также полагаться на длинную и сложную цепь физических доводов, если нельзя продемонстрировать ее математически».

Если бы все руководствовались этим правилом!

VI

Интерес Ферми к магнитогидродинамической турбулентности привел его к физике обычной гидродинамической турбулентности. Сознавшись в полном незнакомстве с этим предметом, Ферми попросил меня (в начале 1950 г.) рассказать об идеях Колмогорова и Гейзенберга, которые были тогда очень модными. Но, как только я начал рассказ, выяснилось, что я должен был произнести всего несколько слов, таких как изотропия, передача энергии от больших вихрей к малым и т. д. Подхватив только эти ключевые слова, Ферми быстро подошел к доске («проверить, понимаю ли я их смысл») и стал выводить колмогоровский спектр изотропной турбулентности (в инерциальном интервале) и основные уравнения элементарной теории Гейзенберга. Метод рассуждений Ферми стоит привести из-за его прозрачной простоты.

Разделим шкалу $\ln k$ (где k — волновое число) на равные части, скажем, $(\ldots, n, n+1, \ldots)$. В стационарном состоянии скорости течения энергии через «n» и через «$n+1$» должны быть равны. Поэтому

$$E_{n,\,n+1} = \rho \frac{v_n}{k_n} (v_n k_n)^2 - \rho \frac{v_{n+1}}{k_{n+1}} (v_{n+1} k_{n+1})^2, \tag{1}$$

если вспомнить, что с «вихрями», волновые числа которых лежат в интервале $(n, n+1)$, связано характерное время $(v_{n+1} k_{n+1})^{-1}$. Из этого соотношения получаем

$$v_n = \mathrm{const} \cdot k_n^{-1/3}, \tag{2}$$

что эквивалентно закону Колмогорова. Для распадающейся турбулентности уравнение (1) заменяется на

$$\frac{d}{dt} (\rho v_n)^2 = E_{n,n+1}, \tag{3}$$

что выражает содержание теории Гейзенберга.

Во время этой встречи произошел забавный случай, о котором стоит рассказать, так как он бросает свет на некоторые черточки в характере Ферми.

В начале нашего обсуждения я упомянул, что коэффициенты корреляции продольной и поперечной составляющих скорости связаны уравнением непрерывности. Ферми как будто бы не заинтересовался этой связью и попросил меня перейти к более физическим аспектам изотропной турбулентности. Некоторое время спустя меня куда-то вызвали. Когда примерно через 20 минут я вернулся, то увидел, что Ферми провел это время, выводя для себя связь между коэффициентами корреляции. Весь вывод был записан на доске, и Ферми «покорно» переписывал в свой «конспект» наиболее существенные выкладки. Я не смог удержаться и воскликнул: «Вы пойманы с поличным», и он смутился!

VII

Антипатия Ферми к математическим формальностям широко известна. Даже в том случае, когда математические доводы играли какую-то роль на раннем этапе обдумывания проблемы, из окончательного сообщения Ферми тщательно изгонял даже воспоминания о них.

Однажды перед выступлением на семинаре я засомневался, о чем же мне надо говорить, и Ферми посоветовал: «На Вашем месте я бы не увлекался деталями формализма». Я спросил «Что Вы имеете в виду? Если бы Вы были таким как я, или если бы я был таким как Вы?» Это поставило его в тупик; но так озадачить его мне удалось только раз.

VIII

Об основных заслугах Ферми перед физикой написали другие, более компетентные авторы. Мне хотелось бы привести собственный рассказ Ферми о решающем моменте, когда было открыто влияние замедления нейтронов на их способность вызывать ядерные превращения.

Я рассказывал Ферми о работах Адамара по психологии математических открытий, в частности, о том, что он различает четыре стадии открытия: период сознательных поисков; период «инкубации», когда подсознательно перебираются различные комбинации; момент «озарения», когда «правильная комбинация» (найденная подсознательно) врывается в сознание; и, наконец, период дальнейших сознательных поисков. Затем я спросил Ферми, применима ли эта схема к процессу открытия в физике. Ферми ответил [3]:

«Я расскажу Вам, как я пришел к открытию, которое, пожалуй, наиболее важно из всего сделанного мной. Мы очень упорно изучали радиоактивность, наводимую нейтронами, но получали бессмысленные результаты. Однажды, когда я пришел в лабораторию, мне пришло в голову, что надо бы посмотреть — что произойдет, если на пути нейтронов поставить свинец. И, изменив своему обыкновению, приложил все усилия к тому, чтобы этот кусок свинца был очень хорошо обработан. Мне явно что-то не давало покоя: я пользовался любым предлогом, чтобы оттянуть момент установки свинца на предназначенное ему место. Когда же, наконец, я с некоторой неохотой собрался поставить его, то сказал себе: «Нет! Не хочу я ставить этот свинец; мне нужен парафин». Это было именно так — никаких предзнаменований, никаких сознательных предшествующих рассуждений. Я немедленно взял кусок парафина, случайно подвернувшийся мне под руку, и поставил его на то место, где должен был стоять свинец».

С. Чандрасекар

---

[3] Его рассказ произвел на меня настолько сильное впечатление, что, как мне кажется, я запомнил его почти дословно, хотя в тот момент и не сделал никаких записей. (См. также вводные замечания к статьям 61—72 тома I.— *Ред.*).

141

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ВЕТВЯХ СПИРАЛИ *

(Совместно с С. Чандрасекаром)

В этой статье описываются два независимых метода оценки магнитного поля в той ветви спирали, в которой мы находимся. Первый метод основан на интерпретации наблюдаемой дисперсии (порядка 10°) плоскостей поляризации света от далеких звезд; он приводит к оценке $H = 7{,}2 \cdot 10^{-6}$ *гаусс*. Второй метод основан на требовании устойчивости спирального рукава относительно боковых расширений и сжатий; он приводит к оценке $H = 6 \cdot 10^{-6}$ *гаусс*.

Гипотеза о существовании магнитного поля в галактическом пространстве [1] получила некоторое подтверждение в наблюдении Хилтнером [2] поляризации света от далеких звезд. Кажется правдоподобным, что эта поляризация обусловлена магнитной ориентацией частиц межзвездной пыли [3]; действительно, такая ориентация должна приводить к различному поглощению света, поляризованного параллельно и перпендикулярно магнитному полю, и, значит, к поляризации достигающего нас света. Основываясь на этой интерпретации межзвездной поляризации света, мы должны ожидать, что в общем направлении магнитных силовых линий не будет наблюдаться поляризации, а в направлении, перпендикулярном силовым линиям, будет наблюдаться максимальная поляризация. Если взглянуть с этой точки зрения на карты [4] поляризационного эффекта как функции направления наблюдения, то выяснится, что направление галактического магнитного поля грубо параллельно направлению той ветви спирали, в которой мы находимся. В этой статье мы обсудим некоторые дальнейшие следствия этой интерпретации межзвездной поляризации, пытаясь получить оценку интенсивности межзвездного магнитного поля.

При наблюдении далеких звезд в направлении, приблизительно перпендикулярном спиральной ветви, выявляется, что направление поляризации лишь приблизительно параллельно ветви. Действительно, существуют вполне заметные и, по-видимому, нерегулярные флуктуации

---

* *Magnetic Fields in Spiral Arms.* (With S. Chandrasekhar). Astrophys. J., 1953, 118, 113—115.

[1] E. Fermi. Phys. Rev., 1949, 75, 1169. (Статья 123.)

[2] W. A. Hiltner. Ap. J., 1949, 109, 471.

[3] Из двух предложенных теорий (L. Spitzer, J. M. Tukey. Ap. J., 1951, 114, 187; L. Davis, J. L. Greenstein. Ap. J., 1951, 114, 206) теория Дэвиса и Гринстейна, видимо, лучше согласуется с фактами.

[4] W. A. Hiltner. Ap. J., 1951, 114, 241.

направления поляризации далеких звезд [4]. Это, по-видимому, указывает на то, что магнитные силовые линии не являются строго прямолинейными и что их лучше описывать как «волнистые» линии. Среднее угловое отклонение плоскости поляризации от направления спиральной ветви составляет, по-видимому, около $\alpha = 0{,}2$ радиан [4]. Ясно, что должно существовать соотношение, связывающее этот угол α с напряженностью магнитного поля H. Действительно, если бы магнитное поле было достаточно велико, то силовые линии были бы вполне прямыми и α было бы мало; с другой стороны, если бы магнитное поле было достаточно слабо, то силовые линии «растаскивались» бы по разным направлениям турбулентными движениями масс газа в спиральном рукаве и α было бы велико. Для нахождения общей связи между α и H поступим следующим образом.

Скорость трансверсальной магнитогидродинамической волны есть

$$V = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}}, \tag{1}$$

где ρ — плотность диффузной материи. При вычислении скорости V мы не должны включать в ρ среднюю плотность, обусловленную звездами, так как можно полагать, что звезды движутся поперек силовых линий без заметного взаимодействия с ними, тогда как диффузное вещество как в виде газа, так и в виде пыли обладает достаточно высокой электропроводимостью и поэтому эффективно «прикреплено» к магнитным силовым линиям, так что возможны только продольные относительные смещения.

Согласно соотношению (1), поперечные колебания некоторой силовой линии могут быть описаны уравнением вида

$$y = a \cos k\,(x - Vt), \tag{2}$$

где x — продольная координата, а y — боковое смещение. Возьмем теперь производные y по x и t; получим

$$y' = -ak \sin k\,(x - Vt) \tag{3}$$

и

$$\dot{y} = akV \sin k\,(x - Vt). \tag{3'}$$

Из этих уравнений следует, что

$$V^2 \overline{y'^2} = \overline{\dot{y}^2}. \tag{4}$$

Поперечная скорость силовых линий должна быть равна поперечной скорости турбулентного газа. Если обозначить среднюю квадратичную скорость турбулентного движения через v, то должно быть

$$\overline{\dot{y}^2} = \frac{1}{3} v^2. \tag{5}$$

Множитель 1/3 появляется вследствие того, что только одна составляющая скорости эффективна для сдвига силовых линий в направлении y. С другой стороны, величина y' представляет отклонение силовой линии от прямой линии, спроектированной па плоскость зрения. Следовательно,

$$\overline{y'^2} = \alpha^2. \tag{6}$$

Наконец, комбинируя соотношения (1), (4), (5) и (6), получаем

$$H = \left(\frac{4}{3}\pi\rho\right)^{1/2} \frac{v}{\alpha}. \tag{7}$$

В соотношение (7) мы подставим следующие числовые значения, которые, по-видимому, приблизительно описывают условия, преобладающие в ветви спирали, где мы находимся [5]:

$$\rho = 2\cdot 10^{-24}\ \textit{г/см}^3;\quad v = 5\cdot 10^5\ \textit{см/сек};\quad \alpha = 0{,}2\ \textit{радиан}. \tag{8}$$

При этих значениях из соотношения (7) получим

$$H = 7{,}2\cdot 10^{-6}\ \textit{гаусс}. \tag{9}$$

Другая возможная процедура оценки напряженности магнитного поля основывается на требовании устойчивости спиральной ветви по отношению к боковым расширениям и сжатиям. Можно ожидать, что по порядку величины условие такого равновесия будет получено, если приравнять гравитационное давление в ветви спирали к сумме давления вещества и давления, обусловленного магнитным полем. При вычислении гравитационного давления мы должны учитывать гравитационные силы, обусловленные всей наличной массой, т. е. как звезд, так и диффузного вещества. Однако нас интересует вычисление гравитационного давления, оказываемого только на диффузное вещество. Предполагая для простоты, что ветвь спирали является цилиндром радиуса R с однородной плотностью, находим для гравитационного давления

$$p_{\text{грав}} = \pi G \rho \rho_t R^2, \tag{10}$$

где G — гравитационная постоянная, ρ — плотность диффузного вещества, ρ_t — полная средняя плотность с учетом вклада звезд. Кинетическое давление турбулентного газа есть

$$p_{\text{кин}} = \frac{1}{3}\rho v^2, \tag{11}$$

а магнитное давление

$$p_{\text{магн}} = \frac{H^2}{8\pi}. \tag{12}$$

---

[5] Для ρ использована оценка Оорта (J. H. O o r t. Ap. J., 1952, **116**, 233), основанная на наблюдениях линии 21 *см*; значение v принято по Блоу (A. B l a a w. B. A. N., 1952, **11**, 405).

При равновесии должно выполняться условие

$$p_{\text{грав}} = p_{\text{кин}} + p_{\text{магн}}. \tag{13}$$

При вычислении $p_{\text{грав}}$ мы примем радиус ветви спирали равным 250 *парсек* или $R = 7{,}7 \cdot 10^{20}$ *см*. Как и ранее, возьмем $\rho = 2 \cdot 10^{-24}$ *г/см*^{2}, а для ρ_t примем [6] значение $6 \cdot 10^{-24}$ *г/см*^{3}. При таких значениях R, ρ и ρ_t получим из уравнения (10) $p_{\text{грав}} = 1{,}5 \cdot 10^{-12}$ *дин*, а вычисления $p_{\text{кин}}$ с приведенными значениями дают $0{,}2 \cdot 10^{-12}$ *дин*. Разницу мы приписываем магнитному давлению. Следовательно,

$$\frac{H^2}{8\pi} = 1{,}3 \cdot 10^{-12} \tag{14}$$

или

$$H = 6 \cdot 10^{-6} \text{ гаусс}. \tag{15}$$

Итак, два независимых метода оценки H дают, по существу, одинаковое значение напряженности поля. Получающееся по этим оценкам поле около $7 \cdot 10^{-6}$ *гаусс* приблизительно в 10 раз слабее того, которое, по оценкам Дэвиса и Гринштейна [3], необходимо для получения ориентации частиц пыли, могущей объяснить межзвездную поляризацию света. Если приведенная оценка $7 \cdot 10^{-6}$ *гаусс* правильна, то следовало бы заключить, что механизм ориентации несколько более эффективен, чем это полагали Дэвис и Гринстейн.

После того, как эта статья была написана, нам указали, что идея первого из двух методов, с помощью которых мы оценивали магнитное поле в спиральной ветви, содержится в вышедшей ранее статье Л. Дэвиса [7]. Мы сожалеем, что упустили из виду эту статью, когда писали свою. Однако, поскольку благодаря имеющимся теперь более надежным оценкам астрономических параметров полученное значение H сильно отличается от значения Дэвиса и поскольку выведенное нами значение согласуется с нашей второй независимой оценкой, мы позволили себе опубликовать статью в первоначальной форме.

Получена 23 марта 1953 г.
Чикагский университет.

[6] Ср. J. H. Oort. Ap. J., 1952, 116, 233.
[7] L. Davis, Jr. Phys. Rev., 1951, 81, 890.

См. вводные замечания к статье 141

142

ПРОБЛЕМЫ ГРАВИТАЦИОННОЙ УСТОЙЧИВОСТИ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ *

(Совместно с С. Чандрасекаром)

В этой работе рассмотрен ряд проблем, связанных с гравитационной устойчивостью космических масс бесконечно большой электропроводности, в которых существует магнитное поле. В разделе I с целью включения магнитных членов в уравнения движения обобщается теорема вириала; показано, что конфигурация становится динамически неустойчивой, когда магнитная энергия превышает численное значение гравитационной потенциальной энергии. Высказывается предположение, что относительно большие периоды магнитных переменных звезд могут быть обусловлены приближением магнитной энергии этих звезд к пределу, устанавливаемому теоремой вириала. В разделе II рассматриваются адиабатические радиальные пульсации бесконечного цилиндра, вдоль оси которого действует магнитное поле. Для соответствующего периода найдено выражение в явном виде. Раздел III посвящен исследованию устойчивости при поперечных колебаниях бесконечного цилиндра несжимаемой жидкости, когда в направлении его оси действует однородное магнитное поле. Показано, что цилиндр неустойчив при всех периодических деформациях границы, длина волны которых превосходит определенное критическое значение, зависящее от напряженности поля. Определена также длина волны максимальной неустойчивости. Найдено, что магнитное поле оказывает стабилизирующее действие, увеличивая как длину волны максимальной неустойчивости, так и промежуток времени, необходимый для того, чтобы неустойчивость ясно проявила себя. В цилиндре радиусом $R = 250$ *парсек* и $\rho = 2 \cdot 10^{-24}$ *г/см*^{3} магнитное поле свыше $7 \cdot 10^{-6}$ *гаусс* эффективно ликвидирует неустойчивость. В разделе IV показано, что сфера с однородным магнитным полем внутри и дипольным полем снаружи не является равновесной конфигурацией и что сфера будет стремиться к сплющиванию, сокращаясь по направлению поля. Наконец, в разделе V рассматривается гравитационная неустойчивость бесконечной однородной среды в присутствии магнитного поля; показано, что наличие поля не меняет условия Джинса.

1. Введение. В этой работе мы рассмотрим ряд проблем, связанных с динамической и гравитационной устойчивостью космических масс, в которых имеется магнитное поле. При обсуждении этих проблем будет предполагаться, что «эффективная» электропроводность среды бесконеч-

---

* *Problems of Gravitational Stability in the Presence of a Magnetic Field.* (With S. Chandrasekhar.) Astrophys. J., **1953**, 118, 116—**141**.

но велика. Это предположение означает лишь, что электропроводность достаточно велика, чтобы в течение всего рассматриваемого промежутка времени магнитные силовые линии могли считаться практически прикрепленными к веществу; с некоторого времени стало известно, что именно так обстоит дело для большинства астрономических объектов [1].

I. Теорема вириала и условие динамической устойчивости

2. Теорема вириала. В задачах подобного рода, по-видимому, лучше всего начинать с установления теорем возможно более широкой общности. Такую отправную точку обеспечивает обобщение теоремы вириала с целью включения сил, вытекающих из наличия магнитного поля. Как мы увидим, такое обобщение теоремы вириала при условиях равновесия приводит к соотношению между кинетической энергией (T) движения массы, тепловой энергией ($\mathfrak{U}$) молекулярного движения, магнитной энергией ($\mathfrak{M}$) имеющегося поля и гравитационной потенциальной энергией (Ω) вида

$$2T + 3(\gamma - 1)\mathfrak{U} + \mathfrak{M} + \Omega = 0, \tag{1}$$

где γ обозначает отношение удельных теплоемкостей. То, что соотношение вида (1) должно существовать, легко понять из следующих соображений. Условие равновесия между давлениями $p_{\text{кин}}$, $p_{\text{газ}}$ и $p_{\text{магн}}$, обусловленными видимыми движениями, молекулярными движениями и магнитным полем, с одной стороны, и гравитационным давлением $p_{\text{грав}}$, с другой стороны, требует, чтобы

$$p_{\text{кин}} + p_{\text{газ}} + p_{\text{магн}} = p_{\text{грав}}. \tag{2}$$

Но по порядку величины эти давления составляют

$$p_{\text{кин}} = c_1 \frac{T}{V}, \qquad p_{\text{газ}} = c_2 \frac{\mathfrak{U}}{V}, \qquad p_{\text{магн}} = \frac{H^2}{8\pi} = c_3 \frac{\mathfrak{M}}{V}, \tag{3}$$

и

$$p_{\text{грав}} = \text{плотность} \times \text{ускорение силы тяжести} \times \text{линейные размеры} = -c_4 \frac{\Omega}{V}, \tag{3a}$$

где V — объем конфигурации, а c_1, c_2, c_3 и c_4 — числовые константы. Отсюда явно вытекает соотношение вида (1). Перейдем теперь к выводу точного соотношения (1).

При обычных предположениях магнитогидродинамики уравнения движения жидкости, не обладающей вязкостью, могут быть записаны

---

[1] Ср. L. Biermann. Ann. Rev. of Nucl. Sci., 1953, 2, 349.

в виде

$$\rho \frac{du_i}{dt} = -\frac{\partial}{\partial x_i}\left(p + \frac{|\mathbf{H}|^2}{8\pi}\right) + \rho \frac{\partial V}{\partial x_i} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_j} H_i H_j, \tag{4}$$

где ρ — плотность, p — давление, V — гравитационный потенциал и $\mathbf{H}$ — напряженность магнитного поля. [В уравнении (4) и в дальнейшем подразумевается суммирование по повторяющимся индексам.]

Умножим уравнение (4) на x_i и проинтегрируем по объему конфигурации. Преобразовав левую часть уравнения обычным образом, получим

$$\iiint \rho x_i \frac{du_i}{dt} dx_1\, dx_2\, dx_3 = \int_0^M x_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} dm = \frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2} \int_0^M r^2 dm - \int_0^M |\mathbf{u}|^2 dm, \tag{5}$$

где $dm = \rho dx_1\, dx_2\, dx_3$, а интегрирование осуществляется по всей массе M конфигурации. Обозначая момент инерции и кинетическую энергию движения массы соответственно через

$$I = \int_0^M r^2 dm \quad \text{и} \quad T = \frac{1}{2}\int |\mathbf{u}|^2 dm, \tag{6}$$

получаем

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} - 2T = -\iiint x_i \frac{\partial}{\partial x_i}\left(p + \frac{|\mathbf{H}|^2}{8\pi}\right) dx_1\, dx_2\, dx_3 + \\ + \frac{1}{4\pi} \iiint x_i \frac{\partial}{\partial x_j} H_i H_j dx_1\, dx_2\, dx_3 + \int_0^M x_i \frac{\partial V}{\partial x_i} dm. \tag{7}$$

Последний из трех интегралов в правой части этого уравнения представляет гравитационную потенциальную энергию Ω конфигурации. Два остающихся объемных интеграла могут быть преобразованы интегрированием по частям. Тогда первый из них дает

$$-\iiint x_i \frac{\partial}{\partial x_i}\left(p + \frac{|\mathbf{H}|^2}{8\pi}\right) dx_1\, dx_2\, dx_3 = -\int \left(p + \frac{|\mathbf{H}|^2}{8\pi}\right) \mathbf{r} \cdot d\mathbf{S} + \\ + 3 \iiint \left(p + \frac{|\mathbf{H}|^2}{8\pi}\right) dx_1\, dx_2\, dx_3. \tag{8}$$

Поверхностный интеграл (по $d\mathbf{S}$) обращается в нуль, так как давление (включающее магнитное давление $|\mathbf{H}|^2/8\pi$) на границе конфигурации должно обращаться в нуль. Предположение об обращении $\mathbf{H}$ в нуль на $\mathbf{S}$ можно удовлетворить, помещая $\mathbf{S}$ в бесконечности; тогда объемный интеграл от p и $|\mathbf{H}|^2/8\pi$ легко выражается через внутреннюю энергию $\mathfrak{U}$ и магнитную энергию $\mathfrak{M}$ конфигурации. Итак, получаем

$$-\iiint x_i \frac{\partial}{\partial x_i}\left(p + \frac{|\mathbf{H}|^2}{8\pi}\right) dx_1\, dx_2\, dx_3 = 3(\gamma - 1)\, \mathfrak{U} + 3\mathfrak{M}, \tag{9}$$

где γ — отношение удельных теплоемкостей. Таким же образом второй объемный интеграл в уравнении (7) преобразуется к виду

$$\frac{1}{4\pi}\iiint x_i \frac{\partial}{\partial x_j} H_i H_j dx_1\, dx_2\, dx_3 = -2\mathfrak{M}. \tag{10}$$

Наконец, объединяя уравнения (7), (9) и (10), получим

$$\frac{1}{2}\,\frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + 3(\gamma - 1)\,\mathfrak{U} + \mathfrak{M} + \Omega. \tag{11}$$

Это и есть требуемое обобщение теоремы вириала; оно отличается от обычного выражения только тем, что вместо Ω появляется $\mathfrak{M} + \Omega$.

3. Условие динамической устойчивости. Если конфигурация равновесна, то из теоремы вириала следует, что

$$3(\gamma - 1)\,\mathfrak{U} + \mathfrak{M} + \Omega = 0. \tag{12}$$

С другой стороны, полная энергия $\mathfrak{E}$ конфигурации есть

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{U} + \mathfrak{M} + \Omega. \tag{13}$$

Исключая $\mathfrak{U}$ из соотношений (12) и (13), получаем

$$\mathfrak{E} = -\frac{3\gamma - 4}{3(\gamma - 1)}\left(|\Omega| - \mathfrak{M}\right). \tag{14}$$

Из этого уравнения для полной энергии следует, что *необходимым условием для динамической устойчивости равновесной конфигурации является*

$$(3\gamma - 4)\left(|\Omega| - \mathfrak{M}\right) > 0. \tag{15}$$

Итак, даже если $\gamma > {}^4/_3$ (условие динамической устойчивости в отсутствие магнитного поля), достаточно сильное внутреннее магнитное поле может вызвать динамическую неустойчивость конфигурации. Действительно, согласно формуле (15), условием динамической устойчивости при $\gamma > {}^4/_3$ является

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{8\pi}\iiint |\mathbf{H}|^2\, dx_1\, dx_2\, dx_3 = \frac{1}{6} R^3 (H^2)_{\text{ср}} < |\Omega|, \tag{16}$$

где через $(H^2)_{\text{ср}}$ обозначен средний квадрат напряженности магнитного поля.

Для сферической конфигурации с однородной плотностью

$$\Omega = -\frac{3}{5}\,\frac{GM^2}{R}, \tag{17}$$

где M — масса конфигурации, R — ее радиус, G — гравитационная постоянная. Это выражение для Ω можно использовать для оценки предельного значения, устанавливаемого теоремой вириала для могущих существовать магнитных полей. Выражая M и R в единицах массы и радиуса Солнца, из соотношений (16) и (17) находим, что

$$\sqrt{(H^2)_{\text{ср}}} < 2{,}0 \cdot 10^8 \frac{M}{R^2} \text{ гаусс}. \tag{18}$$

Для пекулярных А-звезд, у которых Бэбкок обнаружил магнитные поля порядка 10^4 *гаусс*, можно оценить, что

$$M \simeq 4\odot \quad \text{и} \quad R \simeq 5R_{\odot} \quad \text{(А-звезды);} \tag{19}$$

и из выражения (18) получаем

$$\sqrt{(H^2)_{\text{ср}}} < 3 \cdot 10^7 \text{ гаусс} \quad \text{(А-звезды).} \tag{19a}$$

Больший интерес представляет предел, указываемый выражением (18) для звезд S-типа, у которых Бэбкок обнаружил переменное магнитное поле порядка 1000 *гаусс*. У звезды S-типа, как можно оценить,

$$M \simeq 15\odot \quad \text{и} \quad R \simeq 300R_{\odot} \quad \text{(S-звезды),} \tag{20}$$

так что соотношение (18) теперь дает

$$\sqrt{(H^2)_{\text{ср}}} < 3 \cdot 10^4 \text{ гаусс} \quad \text{(S-звезды).} \tag{20a}$$

Видно, что предел, устанавливаемый соотношением (18), на два-три порядка больше поверхностных полей, обнаруженных Бэбкоком. Однако поля внутри объекта могут быть гораздо сильнее полей на поверхности; возможно даже, что фактические среднеквадратичные поля в этих звездах имеют значения, близкие к максимальным. Действительно, исходя из того обстоятельства, что периоды магнитных переменных звезд велики по сравнению с периодами адиабатических пульсаций, которыми бы они обладали, если бы они были немагнитными, можно высказать догадку о близости $\sqrt{(H^2)_{\text{ср}}}$ к пределу (18): как известно, период наинизшей моды колебаний системы увеличивается при приближении к границе динамической устойчивости, а это и достигается при $\mathfrak{M} \to |\Omega|$.

Примечание, добавленное 17 июня.— После того как мы написали эту статью, д-р Бэбкок уведомил нас, что он измерил переменное магнитное поле (от $+2000$ до -1200 *гаусс*) для звезды *VV* Цефея. Как было оценено, у этой звезды $M = 100\odot$ и $R = 2600\ R_{\odot}$. При таких значениях из неравенства (18) следует, что $\sqrt{(H^2)_{\text{ср}}} < 3000$ *гаусс*. Мы можем заключить, что эта звезда должна находиться на грани динамической устойчивости и, предвосхищая результаты раздела IV, вероятно, должна быть сильно сплющена.

4. Теорема вириала для бесконечного цилиндрического распределения вещества. Необходима некоторая осторожность при использовании результатов § 2 и 3 для распределения вещества, которое может быть представлено в виде бесконечного цилиндра (например, спиральная ветвь Галактики), так как потенциальная энергия, приходящаяся на единицу длины бесконечного цилиндра, бесконечна. По этой причине лучше всего, вероятно, рассмотреть проблему заново.

Итак, мы будем рассматривать бесконечный цилиндр, в котором имеется магнитное поле, направленное по его оси; мы будем предполагать также, что все переменные являются функциями только от расстояния r до оси цилиндра. При таких условиях уравнения движения сводятся к единственному уравнению

$$\rho \frac{du_r}{dt} = -\frac{\partial}{\partial r}\left(p + \frac{H^2}{8\pi}\right) - \frac{2Gm(r)}{r}\rho, \tag{21}$$

где $m(r)$ — масса на единицу длины, содержащаяся внутри цилиндра радиуса r.

Умножая уравнение (21) на $2\pi r^2 dr$ и интегрируя по всему интервалу r, получаем обычным образом

$$\frac{1}{2}\frac{d^2}{dt^2}\int_0^M r^2 dm - \int_0^M \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 dm = 2(\gamma - 1)\mathfrak{U} + 2\mathfrak{M} - GM^2, \tag{22}$$

где M — масса на единицу длины цилиндра, а $\mathfrak{U}$ и $\mathfrak{M}$ — кинетическая и магнитная энергии на единицу длины цилиндра соответственно.

Из уравнения (22) следует, что в условиях равновесия должно быть

$$2(\gamma - 1)\mathfrak{U} + 2\mathfrak{M} - GM^2 = 0. \tag{23}$$

Итак, необходимым условием достижения равновесия является

$$\mathfrak{M} < \frac{1}{2}GM^2. \tag{24}$$

Условие (24) можно переписать и в иной форме

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{4}\int_0^R H^2 r dr = \frac{1}{8}(H^2)_{\text{ср}} R^2 < \frac{1}{2}\pi^2 R^4 \bar{\rho}^2 G, \tag{25}$$

или

$$\sqrt{\overline{(H^2)}_{\text{ср}}} < 2\pi R\bar{\rho}G. \tag{25a}$$

Это последнее условие для среднеквадратичного поля по существу эквивалентно одной из формул, использованной в предшествующей статье [2]

S. Chandrasekhar, E. Fermi. Ap. J., 1953, **118**, 113. (Статья **141**.)

[соотношение (13)] для оценки магнитного поля в спиральной ветви; различие в этих двух формулах объясняется тем, что в цитируемой статье гравитационное притяжение не ограничивалось только межзвездным газом; был учтен также вклад звезд в гравитационную силу, действующую на газ.

II. Радиальные пульсации бесконечного цилиндра

5. Уравнение пульсации. Поскольку существующие подходы[3] к адиабатическим пульсациям магнитных звезд носят неубедительный характер, видимо, стоит посмотреть, как можно полностью решить соответствующую задачу для бесконечного цилиндра. Итак, рассмотрим радиальные пульсации бесконечного цилиндра, вдоль оси которого действует магнитное поле.

Выбрав в качестве независимых переменных время t и массу $m(r)$ на единицу длины, содержащуюся внутри r, можно записать уравнения непрерывности и движения в виде

$$\frac{\partial}{\partial m}(\pi r^2) = \frac{1}{\rho} \tag{26}$$

и

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = -2\pi r \frac{\partial P}{\partial m} - \frac{2Gm(r)}{r}, \tag{27}$$

где

$$P = p + \frac{H^2}{8\pi} \tag{28}$$

есть полное давление. Отмечая значения различных параметров для равновесной конфигурации индексом 0 и записывая

$$r = r_0 + \delta r, \qquad P = P_0 + \delta P, \qquad \rho = \rho_0 + \delta\rho \quad \text{и т. д.}, \tag{29}$$

находим, что уравнения радиальных колебаний с малыми амплитудами имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial m}(2\pi r_0 \delta r) = -\frac{\delta\rho}{\rho_0^2} \tag{30}$$

и

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\delta r = -2\pi\delta r \frac{\partial P_0}{\partial m} - 2\pi r_0 \frac{\partial}{\partial m}\delta P + \frac{2Gm}{r_0^2}\delta r. \tag{31}$$

---

[3] M. Schwarzschild. Ann. d'ap., 1949, 12, 148; G. Gjellestad. Rep. N 1, Inst. Ther. Ap. (Oslo, 1950); Ann. d' ap., 1952, 15, 276; V. C. A. Ferraro, D. J. Memory. M. N., 1952, 112, 361; T. G. Cowling. M. N., 1952, 112, 527.

Используя уравнение

$$2\pi r_0 \frac{\partial P_0}{\partial m} = -\frac{2Gm}{r_0}, \tag{32}$$

которое должно иметь место при равновесии, можно переписать уравнение (31) в виде

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\delta r = -2\pi r_0 \frac{\partial}{\partial m}\delta P + \frac{4Gm}{r_0^2}\delta r. \tag{33}$$

Вычислим теперь δP. Для адиабатической пульсации

$$\delta P = \delta p + \frac{\mathbf{H}_0 \cdot \delta\mathbf{H}}{4\pi} = \gamma \frac{p_0}{\rho_0}\delta p + \frac{\mathbf{H}_0 \cdot \delta\mathbf{H}}{4\pi}. \tag{34}$$

Если же среда обладает бесконечно большой электропроводностью, то *в данной точке* изменение $\Delta\mathbf{H}$ существующего магнитного поля $\mathbf{H}_0$, вызванное смещением $\delta\mathbf{r}$, выражается вполне общим образом как

$$\Delta\mathbf{H} = \operatorname{rot}[\delta\mathbf{r}\,\mathbf{H}_0]. \tag{35}$$

Это соотношение выводится ниже, в § 14 [см. уравнение (130)]; но мы можем заметить здесь, что оно лишь отражает следующий факт: изменения магнитного поля являются просто следствием сдвига силовых линий. Согласно уравнению (35), изменение магнитного поля $\delta\mathbf{H}$, *происходящее при следовании за движением*, есть

$$\delta\mathbf{H} = \operatorname{rot}[\delta\mathbf{r}\mathbf{H}_0] + (\delta\mathbf{r}\cdot\operatorname{grad})\mathbf{H}_0. \tag{36}$$

Когда $\mathbf{H}_0$ направлено по оси z, а $\delta\mathbf{r}$ — по радиусу, то единственной необращающейся в нуль компонентой $\delta\mathbf{H}$ будет z-компонента:

$$\delta H_z = -\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(H_0 r\delta r) + \delta r\frac{\partial H_0}{\partial r} = -\frac{H_0}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\delta r). \tag{37}$$

Следовательно, в рассматриваемом случае

$$\frac{\mathbf{H}_0 \cdot \delta\mathbf{H}}{4\pi} = -\frac{H_0^2\rho_0}{4\pi}\frac{\partial}{\partial m}(2\pi r_0\delta r), \tag{38}$$

и выражение для δP принимает вид

$$\delta P = -\left(\gamma p_0 + \frac{H_0^2}{4\pi}\right)\rho_0\frac{\partial}{\partial m}(2\pi r_0\delta r); \tag{39}$$

при этом значение δp в соотношении (34) взято в соответствии с уравнением (30).

Теперь, когда δP дается выражением (39), уравнение (33) принимает вид

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\delta r = 4\pi^2 r \frac{\partial}{\partial m}\left\{\left(\gamma p + \frac{H^2}{4\pi}\right)\rho \frac{\partial}{\partial m}(r\delta r)\right\} + \frac{4Gm}{r^2}\delta r. \qquad (40)$$

В уравнении (40) мы опустили индексы 0, характеризующие равновесную конфигурацию, так как уже нет никаких поводов для неоднозначности.

Когда все физические величины меняются со временем как $\exp(i\sigma t)$, уравнение (40) сводится к

$$\left(\sigma^2 + \frac{4Gm}{r^2}\right)\delta r = -4\pi^2 r \frac{d}{dm}\left\{\left(\gamma p + \frac{H^2}{4\pi}\right)\rho \frac{d}{dm}(r\delta r)\right\}, \qquad (41)$$

где δr имеет теперь смысл амплитуды.

Граничные условия

$$\delta r = 0 \text{ при } m = 0 \quad \text{и} \quad \delta P = 0 \text{ при } m = M \qquad (42)$$

совместно с уравнением пульсаций (41) определяют для σ^2 последовательность возможных характеристических значений σ_k^2. Как легко показать, решения δr_k, принадлежащие различным характеристическим значениям, ортогональны:

$$\int_0^M \delta r_k \delta r_l \, dm = 0 \qquad (k \neq l). \qquad (43)$$

Поскольку функции δr_k ортогональны, следует ожидать, что сами характеристические значения могут быть определены с помощью вариационного метода. Обоснование этого метода дается в следующем параграфе.

6. Интегральная формула для σ^2 и вариационный метод определения σ^2. Умножим уравнение (41) на δr и проинтегрируем по всей области m, т. е. от 0 до M. Получим

$$\sigma^2 \int_0^M (\delta r)^2 dm + 4G \int_0^M \left(\frac{\delta r}{r}\right)^2 dm = -4\pi^2 \int_0^M r\delta r \frac{d}{dm}\left\{\left(\gamma p + \frac{H^2}{4\pi}\right)\rho \frac{d}{dm}(r\delta r)\right\} dm. \qquad (44)$$

Выполнив интегрирование по частям для интеграла в правой части этого уравнения, найдем

$$\sigma^2 \int_0^M (\delta r)^2 dm + 4G \int_0^M \left(\frac{\delta r}{r}\right)^2 dm = 4\pi^2 \int_0^M \left(\gamma p + \frac{H^2}{4\pi}\right)\rho \left[\frac{d}{dm}(r\delta r)\right]^2 dm. \qquad (45)$$

Подставив в уравнение (45) $p = (P - H^2/8\pi)$, получим после элементарных преобразований

$$\sigma^2 \int_0^M (\delta r)^2 dm = \gamma \int_0^M \frac{P}{\rho} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(r\delta r)\right]^2 dm - 4G \int_0^M \left(\frac{\delta r}{r}\right)^2 m\,dm + \\ + \frac{1}{8\pi}(2-\gamma) \int_0^M \frac{H^2}{\rho} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(r\delta r)\right]^2 dm. \quad (46)$$

Можно показать, что выписанные уравнения дают минимальное значение σ^2 при подстановке истинного решения δr, принадлежащего наинизшему характеристическому значению уравнения пульсации; любая же другая функция δr (удовлетворяющая граничным условиям) даст для σ^2 более высокое значение. Ясно, что эти факты могут быть положены в основу вариационной процедуры нахождения σ^2.

Как известно [4], в теории адиабатических пульсаций обычных звезд очень хорошую оценку σ^2 (для основной моды) можно получить, полагая

$$\delta r = \text{const} \cdot r \quad (47)$$

в интегральной формуле для σ^2, аналогичной уравнению (46). Будем предполагать, что это продолжает оставаться справедливым и для нашей рассматриваемой задачи. Итак, подставив выражение (47) в уравнение (46), получим

$$\sigma^2 \int_0^M r^2 dm = 4\gamma \int_0^M \frac{P}{\rho} dm - 2GM^2 + (2-\gamma) \int_0^R H^2 r\,dr. \quad (48)$$

С другой стороны,

$$\int_0^M \frac{P}{\rho} dm = 2\pi \int_0^R Pr\,dr = -\pi \int_0^R r^2 \frac{dP}{dr} dr = G \int_0^M m\,dm = \frac{1}{2} GM^2. \quad (49)$$

Следовательно,

$$\sigma^2 \int_0^M r^2 dm = 2(\gamma - 1) GM^2 + (2-\gamma) \int_0^R H^2 r\,dr. \quad (50)$$

Иной формой этого уравнения является [ср. соотношение (23)]

$$\sigma^2 \int_0^M r^2 dm = 4(\gamma - 1)\left[\frac{1}{2} GM^2 - \mathfrak{M}\right] + 4\mathfrak{M} = 4\,[(\gamma - 1)^2\,\mathfrak{U} + \mathfrak{M}]. \quad (51)$$

---

[4] P. Ledoux, C. L. Pekeris. Ap. J., 1941, 94, 124.

III. Гравитационная неустойчивость бесконечно длинного цилиндра, вдоль оси которого действует постоянное магнитное поле

7. Формулировка задачи. В разделе II мы видели, что бесконечно длинный цилиндр, в котором существует направленное вдоль его оси магнитное поле, устойчив к радиальным колебаниям. Но вопрос о том, устойчив ли цилиндр к поперечным или продольным колебаниям, остался открытым. В разделе III мы займемся сбсуждением поперечных колебаний; однако, чтобы не усложнять и без того нелегкую задачу, мы ограничимся случаем, когда среда является не только идеально проводящей, но и несжимаемой.

Итак, представим себе бесконечный цилиндр постоянного кругового сечения радиуса R_0, вдоль оси которого действует постоянное магнитное поле H_0. Так как любое поперечное возмущение может быть представлено в виде суперпозиции волн с различными длинами волн, то вопрос об устойчивости может быть изучен с помощью рассмотрения возмущений с различными длинами волн поотдельности. Итак, предположим, что цилиндр подвергается возмущению, которое приводит к деформации границы вида

$$r = R + a\cos kz. \tag{52}$$

Так как среда предполагается несжимаемой, то масса на единицу длины не должна меняться при деформации; ясно, что это требует выполнения условия

$$R_0^2 = R^2 + \frac{1}{2}a^2. \tag{53}$$

Позже мы увидим, что в результате деформации среднее поле в направлении оси z также изменяется на величину порядка a^2 [см. ниже, формулу (87)].

Изучение устойчивости цилиндра разбивается на две части. Во-первых, мы должны вычислить изменения потенциальной энергии $\Delta\Omega$ и магнитной энергии $\Delta\mathfrak{M}$ на единицу длины, происходящие в результате возмущения. Устойчивость или неустойчивость цилиндра будет определяться тем, окажется ли выражение $\Delta\Omega + \Delta\mathfrak{M}$ положительным или отрицательным. Как мы увидим, $\Delta\Omega + \Delta\mathfrak{M} < 0$ для всех k, меньших некоторого зависящего от H_0 критического значения. Другими словами, цилиндр неустойчив для всех длин волн, превосходящих некоторое критическое значение λ_*. Определение λ_* и является первой задачей при изучении устойчивости. Вторая задача состоит в указании волнового числа, например k_m, для которого неустойчивость будет развиваться с максимальной быстротой. Мы можем найти эту моду максимальной неустойчивости с помощью рассмотрения амплитуды деформации как функции

времени [ср. уравнение (52)], построив лагранжиан цилиндра и определив характер возрастания амплитуд неустойчивых мод. Мы найдем, что при всех $\lambda > \lambda_*$ (или $k < k_m$) амплитуда возрастает как $\exp(qt)$, где q есть функция k (и H_0). Ясно, что модой максимальной неустойчивости будет та, при которой q (для данного H) достигает максимума.

Прежде чем перейти к подробным вычислениям, укажем, что описанный метод вытекает из ранних исследований Релея[5] по устойчивости жидких струй.

8. Изменение потенциальной энергии на единицу длины, вызываемое деформацией. Следуя программе, изложенной в § 7, вычислим сначала изменение потенциальной энергии $\Delta\Omega$ на единицу длины, обусловленное такой деформацией, при которой сечение постоянного радиуса R_0 становится сечением с границей, определяемой уравнением (52). Так как потенциальная энергия, приходящаяся на единицу длины бесконечного цилиндра, бесконечна, то вычисление $\Delta\Omega$ требует некоторой осторожности. Поступим следующим образом.

Пусть U и V обозначают внешний и внутренний потенциалы деформированного цилиндра. Они удовлетворяют уравнениям

$$\nabla^2 U = 0 \quad \text{и} \quad \nabla^2 V = -4\pi G\rho. \tag{54}$$

Найдем сначала решения этих уравнений в первом порядке по амплитуде a, подходящие к поставленной задаче. Ясно, что эти решения должны иметь вид

$$U = -2\pi G\rho R^2 \ln r + aAK_0(kr)\cos kz + c_0 \tag{55}$$

и

$$V = -\pi G\rho r^2 + aBI_0(kr)\cos kz, \tag{55a}$$

где c_0 — аддитивная постоянная (которую мы дальше можем не учитывать), A и B — подлежащие определению константы, а I_n и K_n — функции Бесселя n-го порядка чисто мнимого аргумента, не имеющие особенностей в нуле и на бесконечности соответственно.

Константы A и B в решениях (55) должны определяться из условия непрерывности U, V, dU/dr и dV/dr на границе (52). Ограничиваясь в вычислениях членами первого порядка по a, получаем, что из условий непрерывности следует

$$AK_0(kR) = BI_0(kR) \tag{56}$$

и

$$AK_1(kR) + BI_1(kR) = \frac{4\pi G\rho}{k}. \tag{56a}$$

[5] Lord Rayleigh. Scientific Papers (Cambridge: At the University Press, 1900), 2, 361; Theory of Sound («Dover Reprints», New York, 1945), 2, 350—362.

Решив эти уравнения, получим

$$A = 4\pi G\rho R I_0(kR) \quad \text{и} \quad B = 4\pi G\rho R K_0(kR). \tag{57}$$

Итак, искомое решение V имеет вид

$$V = -\pi G\rho r^2 + 4\pi G\rho R a K_0(kR) I_0(kr) \cos kz + O(a^2). \tag{58}$$

Предположим теперь, что амплитуда деформации возросла на *бесконечно малую* величину с a до $a + \delta a$. Для определения изменения потенциальной энергии $\delta\Delta\Omega$, последующего за этим бесконечно малым возрастанием амплитуды, можно вычислить работу, идущую на то перераспределение вещества, которое необходимо для возрастания амплитуды. Для вычисления этой работы нужно количественно описать происходящее перераспределение; к этому мы и приступим.

Произвольную деформацию несжимаемой среды можно представить себе как результат того, что каждая точка среды испытывает смещение ξ. Из допущения о несжимаемости среды следует, что $\operatorname{div} \xi = 0$; а поскольку предположение о невращательном характере смещения не ведет к потере общности, то мы запишем

$$\xi = \operatorname{grad} \psi \tag{59}$$

и потребуем, чтобы

$$\nabla^2 \psi = 0. \tag{60}$$

Решение уравнения (60), подходящее для рассмотрения деформации однородного цилиндра в цилиндр с границей (52), имеет вид

$$\psi = A I_0(kr) \cos kz, \tag{61}$$

где A — постоянная. Соответствующие радиальные и z-компоненты ξ имеют вид

$$\xi_r = A k I_1(kr) \cos kz \quad \text{и} \quad \xi_z = -A k I_0(kr) \sin kz. \tag{62}$$

Так как при $r = R$ величина ξ_r должна принять вид $a \cos kz$ [ср. уравнение (52)], то должно быть

$$A = \frac{a}{k I_1(kR)}. \tag{63}$$

Смещения

$$\xi_r = a \frac{I_1(kr)}{I_1(kR)} \cos kz \quad \text{и} \quad \xi_z = -a \frac{I_0(kr)}{I_1(kR)} \sin kz, \tag{64}$$

испытываемые каждой точкой цилиндра, и деформируют его к требуемой форме. Поэтому смещение $\delta\xi$, требующееся для увеличения амплитуды с a до $a + \delta a$, есть

$$\delta\xi_r = \delta a \frac{I_1(kr)}{I_1(kR)} \cos kz \quad \text{и} \quad \delta\xi_z = -\delta a \frac{I_0(kr)}{I_1(kR)} \sin kz. \tag{65}$$

Вытекающее из бесконечно малой деформации (65) изменение потенциальной энергии $\delta\Delta\Omega$ на единицу длины может быть найдено с помощью интегрирования по всему цилиндру той работы, которая совершается при смещении $\delta\xi$ в силовом поле, задаваемом гравитационным потенциалом (58). Итак,

$$\delta\Delta\Omega = -2\pi\rho\left\{\int_0^{R+a\cos kz} \delta\xi\cdot\operatorname{grad} V r\,dr\right\}_{\text{ср}}, \tag{66}$$

где усреднение должно проводиться по z. Подставляя V и $\delta\xi$ из равенств (58) и (65), получаем

$$\delta\Delta\Omega = -2\pi\rho\delta a\left\{\int_0^{R+a\cos kz} \cos kz\frac{I_1(kr)}{I_1(kR)}[-2\pi G\rho r + 4\pi\rho G R a k K_0(kR) I_1(kr)\times\right.$$
$$\left.\times\cos kz]\,r dr + \int_0^{R+a\cos kz} \sin kz\frac{I_0(kr)}{I_1(kR)}[4\pi\rho G R a k K_0(kR) I_0(kr)\sin kz]\,r dr\right\}_{\text{ср}} \tag{67}$$

Вычислив это выражение с точностью до членов первого порядка по a, получим

$$\delta\Delta\Omega = 2\pi^2\rho^2 G R^2 a\delta a - 4\pi^2\rho^2 G R a\delta a\frac{kK_0(kR)}{I_1(kR)}\int_0^R [I_1^2(kr) + I_0^2(kr)]\,r dr; \tag{68}$$

откуда, используя легко проверяемое соотношение

$$\int_0^R [I_1^2(kr) + I_0^2(kr)]\,r dr = \frac{R}{k} I_0(kR) I_1(kR), \tag{69}$$

находим

$$\delta\Delta\Omega = 4\pi^2\rho^2 G R^2\left[\frac{1}{2} - I_0(x) K_0(x)\right] a\delta a, \tag{70}$$

где ради краткости положено

$$x = kR. \tag{71}$$

Наконец, интегрируя уравнение (70) по a от 0 до a, получаем

$$\Delta\Omega = 2\pi^2\rho^2 G R^2\left[\frac{1}{2} - I_0(x) K_0(x)\right] a^2. \tag{72}$$

Это и есть искомое выражение для вызываемого деформацией изменения потенциальной энергии на единицу длины.

9. Изменение магнитной энергии на единицу длины, вызываемое деформацией. Изменение магнитного поля внутри цилиндра лучше всего определять из того условия, что деформация не должна влиять на магнитную индукцию через любое сечение, перпендикулярное оси цилиндра. Это условие следует из предположения о бесконечной электропроводности среды. Итак, если

$$H\mathbf{1}_z + \mathbf{h} \tag{73}$$

представляет магнитное поле внутри цилиндра (где $\mathbf{1}_z$ есть единичный вектор в z-направлении, $\mathbf{h}$ — поле, порядка a, периодически меняющееся с z, H — среднее поле), то мы должны потребовать

$$N = \int_0^R H_0 r dr = \int_0^{R+a\cos kz} (H + h_z)\, r dr = \text{const}. \tag{74}$$

Обращаясь к определению H и h, заметим прежде всего, что h можно найти из некоторого магнитостатического потенциала φ, удовлетворяющего уравнению $\nabla^2\varphi = 0$. Для рассматриваемой задачи мы можем представить φ в виде степенно́го ряда по a

$$\varphi = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a^n A_n}{nk} I_0(nkr) \sin nkz, \tag{75}$$

где A_n — константы, подлежащие определению. Сохраняя члены вплоть до второй степени по a, получаем выражения для компонент $\mathbf{h}$ вида

$$h_r = aA_1 I_1(kr) \sin kz + a^2 A_2 I_1(2kr) \sin 2kz, \tag{76}$$

$$h_z = aA_1 I_0(kr) \cos kz + a^2 A_2 I_0(2kr) \cos 2kz. \tag{77}$$

При h_z, задаваемом равенством (77), магнитная индукция через нормальное сечение цилиндра будет

$$N = \int_0^{R+a\cos kz} \{H + aA_1 I_0(kr) \cos kz + a^2 A_2 I_0(2kr) \cos 2kz\}\, r dr. \tag{78}$$

Вычисляя N с точностью до второго порядка по a, получаем

$$N = \frac{1}{2} H\left(R^2 + \frac{1}{2}a^2\right) + \frac{1}{2} a^2 A_1 R I_0(kR) + a\left[HR + \frac{A_1}{k} I_1(kR)\, R\right]\cos kz + \\ + a^2\left[\frac{1}{4} H + \frac{1}{2} A_1 R I_0(kR) + \frac{A_2}{2k} R I_1(2kR)\right]\cos 2kz, \tag{79}$$

что, согласно соотношению (74), должно быть тождественно равно [ср. равенство (53)]

$$\frac{1}{2} H_0 R_0^2 = \frac{1}{2} H_0\left(R^2 + \frac{1}{2}a^2\right). \tag{80}$$

Итак, мы должны потребовать, чтобы

$$\frac{1}{2}H\left(R^2+\frac{1}{2}a^2\right)+\frac{1}{2}a^2A_1RI_0(kR)=\frac{1}{2}H_0\left(R^2+\frac{1}{2}a^2\right), \tag{81}$$

$$HR+\frac{A_1}{k}I_1(kR)R=0 \tag{82}$$

и

$$\frac{1}{4}H+\frac{1}{2}A_1RI_0(kR)+\frac{A_2}{2k}RI_1(2kR)=0. \tag{83}$$

Из уравнений (82) и (83) получаем

$$A_1=-\frac{H}{R}\frac{x}{I_1(x)} \tag{84}$$

и

$$A_2=\frac{H}{R^2}\frac{x}{I_1(2x)}\left\{\frac{xI_0(x)}{I_1(x)}-\frac{1}{2}\right\}, \tag{85}$$

где $x=kR$ [ср. равенство (71)].

При A_1, определяемом равенством (84), из уравнения (81) следует (с точностью до a^2)

$$H_0=H\left\{1-\frac{a^2}{R^2}\frac{xI_0(x)}{I_1(x)}\right\}, \tag{86}$$

или, в эквивалентной форме,

$$H=H_0\left\{1+\frac{a^2}{R^2}\frac{xI_0(x)}{I_1(x)}\right\}. \tag{87}$$

Это уравнение показывает, что среднее поле внутри деформированного цилиндра больше поля в недеформированном цилиндре; различие имеет порядок a^2 и зависит от волнового числа деформации.

Соотношения (76), (77), (84), (85) и (87) определяют поле внутри цилиндра с точностью до второго порядка по a. Здесь можно отметить, что то же самое решение можно получить также из альтернативного (но эквивалентного) условия: магнитные силовые линии ведут себя так же, как граница цилиндра (52).

Определив поле внутри цилиндра, можно найти магнитную энергию $\mathfrak{M}$ на единицу длины. Имеем

$$\mathfrak{M}=\frac{1}{4}\left\{\int\limits_0^{R+a\cos kz}|\mathbf{H}|^2rdr\right\}_{\text{ср}}=\frac{1}{4}\left\{\int\limits_0^{R+a\cos kz}(H^2+2Hh_z+h_z^2+h_r^2)\,rdr\right\}_{\text{ср}}, \tag{88}$$

где усреднение должно проводиться по z. Подставляя h_r и h_z из равенств (76), (77) и вычисляя $\mathfrak{M}$ с точностью до второго порядка по a, получаем

[ср. соотношение (69)]

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{8} H^2\left(R^2 + \frac{1}{2} a^2\right) + \frac{1}{2} aH \left\{\cos kz \int\limits_0^{R+a\cos kz} A_1 I_0 (kr)\, rdr\right\}_{\text{ср}} +$$

$$+ \frac{1}{2} a^2 H A_2 \left\{\cos 2kz \int\limits_0^{R+a\cos kz} I_0 (2kr)\, rdr\right\}_{\text{ср}} + \frac{1}{8} a^2 A_1^2 \int\limits_0^R [I_0^2 (kr) + I_1^2 (kr)]\, rdr =$$

$$= \frac{1}{8} H^2\left(R^2 + \frac{1}{2} a^2\right) + \frac{1}{4} a^2 H A_1 R I_0 (kR) + \frac{1}{8} a^2 A_1^2 \frac{R}{k} I_0 (kR) I_1 (kR). \quad (89)$$

Используя далее уравнения (53), (84) и (87), можно привести это выражение для $\mathfrak{M}$ к виду

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{8} H_0^2 R_0^2 + \frac{1}{8} a^2 H^2 \frac{x I_0 (x)}{I_1 (x)}. \quad (90)$$

Но для недеформированного цилиндра магнитная энергия на единицу длины есть $\frac{1}{8} H_0^2 R_0^2$. Следовательно,

$$\Delta\mathfrak{M} = \frac{1}{8} a^2 H^2 \frac{x I_0 (x)}{I_1 (x)}. \quad (91)$$

10. Неустойчивые моды деформации. Объединяя результаты § 8 и 9, получаем

$$\Delta\Omega + \Delta\mathfrak{M} = \left\{2\pi^2\rho^2 G R^2 \left[\frac{1}{2} - I_0 (x) K_0 (x)\right] + \frac{1}{8} H^2 \frac{x I_0 (x)}{I_1 (x)}\right\} a^2. \quad (92)$$

Обозначив

$$H_s^2 = 16\pi^2\rho^2 R^2 G \quad \text{или} \quad H_s = 4\pi\rho R \sqrt{G}, \quad (93)$$

можно переписать равенство (92) в более удобной форме

$$\Delta\Omega + \Delta\mathfrak{M} = 2\pi^2\rho^2 R^2 G \left\{\left[\frac{1}{2} - I_0 (x) K_0 (x)\right] + \frac{x I_0 (x)}{I_1 (x)} \left(\frac{H}{H_s}\right)^2\right\} a^2. \quad (94)$$

Устойчивость или неустойчивость рассматриваемой моды деформации будет определяться знаком величины в скобках в приведенном выражении.

Асимптотическое поведение функций Бесселя, входящих в равенство (94), имеет вид

$$I_0 (x) \to 1, \quad I_1 (x) \to \frac{1}{2} x \quad \text{и} \quad K_0 (x) \to -\left(\gamma + \ln \frac{1}{2} x\right) \quad (x \to 0), \quad (95)$$

где γ (не смешивать с отношением удельных теплоемкостей!) — постоянная Эйлера 0,5772..., и

$$I_0 (x) \to \frac{e^x}{(2\pi x)^{1/2}}, \quad I_1 (x) \to \frac{e^x}{(2\pi x)^{1/2}} \quad \text{и} \quad K_0 (x) \to \left(\frac{\pi}{2x}\right)^{1/2} e^{-x} \quad (x \to \infty). \quad (96)$$

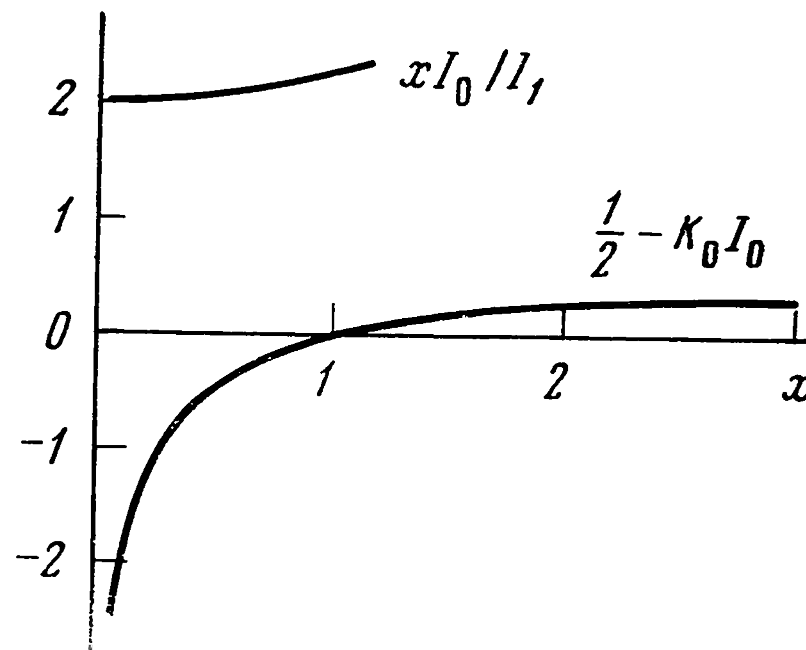


Рис. 1. Зависимость изменения потенциальной энергии $\Delta\Omega$ и магнитной энергии $\Delta\mathfrak{M}$ на единицу длины бесконечно длинного цилиндра от волнового числа деформации; $\Delta\Omega$ пропорционально $[^1/_2 - I_0(x)K_0(x)]$, тогда как $\Delta\mathfrak{M}$ пропорционально $xI_0(x)/I_1(x)$, где x — волновое число, измеренное в единицах $1/R$

Следовательно, $\Delta\Omega$ [ср. соотношение (72)] логарифмически стремится к минус бесконечности при $x \to 0$ и монотонно стремится к положительному пределу $\pi^2\rho^2R^2G$ при $x \to \infty$, тогда как $\Delta\mathfrak{M}$ [ср. соотношение (91)] стремится к положительному пределу $\frac{1}{4}a^2H^2$ при $x \to 0$ и монотонно (линейно) возрастает до бесконечности при $x \to \infty$. Поведение $\Delta\Omega$ и $\Delta\mathfrak{M}$ иллюстрируется рис. 1, где изображены функции

$$\left[\frac{1}{2} - I_0(x)K_0(x)\right] \quad \text{и} \quad \frac{xI_0(x)}{I_1(x)}.$$

Из асимптотического поведения $\Delta\Omega$ и $\Delta\mathfrak{M}$ следует, что уравнение

$$\frac{1}{2} - I_0(x)K_0(x) + \frac{xI_0(x)}{I_1(x)}\left(\frac{H}{H_s}\right)^2 = 0 \qquad (97)$$

имеет единственный положительный корень. Обозначим этот корень через $x = x_*$. Тогда

$$\Delta\Omega + \Delta\mathfrak{M} > 0 \quad \text{для} \quad x > x_*, \qquad (98)$$

и

$$\Delta\Omega + \Delta\mathfrak{M} < 0 \quad \text{для} \quad x < x_*. \qquad (98a)$$

Таким образом, *все моды деформации с $x < x_*$ являются неустойчивыми*. Так как $x = kR$, то x_* определяет минимальное волновое число (в единицах $1/R$) для устойчивой деформации; иными словами, мы могли бы сказать, что *неустойчивыми являются все моды деформации с длинами волн, превосходящими*

$$\lambda_* = \frac{2\pi R}{x_*}. \qquad (99)$$

В табл. I перечислены x_* для нескольких значений H/H_s. Данные этой таблицы обнаруживают сильное стабилизирующее действие магнитного поля: в свете нашей задачи об этом говорит очень быстрое возрастание длины волны, при которой наступает неустойчивость, с увеличением

Таблица I

Зависимость волновых чисел x_* и x_m, при которых впервые проявляется неустойчивость и при которых она достигает максимума, от имеющегося магнитного поля

H/H_s	x_*	x_m	$q_m/(4\pi\rho G)^{1/2}$	H/H_s	x^*	x_m	$q_m/(4\pi\rho G)^{1/2}$
0	1,067	0,58	0,246	1,00	0,092	0,057	0,0281
0,25	0,832	0,47	0,208	1,25	0,0299	0,0182	0,0091
0,50	0,480	0,28	0,133	1,50	0,00757	0,00459	0,00229
0,75	0,232	0,14	0,0685	2,00	0,000228	0,000139	0,0000693

H. При $H > H_s$ такое возрастание становится экспоненциальным; это можно показать следующим образом.

Так как $x_* = 0{,}092$ уже при $H = H_s$, то при $H > H_s$ мы можем заменить функции Бесселя, входящие в уравнение (97), их асимптотическими выражениями при $x \to 0$; получим

$$\frac{1}{2} + \gamma + \ln\frac{1}{2}x_* + 2\left(\frac{H}{H_s}\right)^2 = 0 \qquad (H > H_s). \tag{100}$$

Следовательно,

$$x_* = 2\exp\left\{-\left[\gamma + \frac{1}{2} + 2\left(\frac{H}{H_s}\right)^2\right]\right\} \qquad (H > H_s), \tag{101}$$

или в числовом выражении

$$x_* = 0{,}6811 e^{-2(H/H_s)^2} \qquad (H > H_s). \tag{102}$$

11. Мода максимальной неустойчивости. В предыдущем параграфе мы видели, что бесконечный цилиндр гравитационно неустойчив для всех мод деформации с длинами волн, превосходящими определенное критическое значение. Теперь мы покажем, что существует длина волны, при которой неустойчивость максимальна. Для этого мы предположим, что амплитуда деформации a является функцией времени, и найдем для нее уравнение движения.

Как уже было показано, потенциальная энергия (гравитационная плюс магнитная) на единицу длины цилиндра, отсчитанная от равновесного состояния, равна

$$\mathfrak{B} = \Delta\mathfrak{M} + \Delta\Omega = -2\pi^2\rho^2 R^2 G F(x)\, a^2, \tag{103}$$

где

$$F(x) = I_0(x)K_0(x) - \frac{1}{2} - \left(\frac{H}{H_s}\right)^2 \frac{x I_0(x)}{I_1(x)}. \tag{104}$$

При таком определении $F(x) > 0$ при $x < x_*$, т. е. положительна для всех неустойчивых мод и отрицательна для всех устойчивых мод.

Чтобы получить функцию Лагранжа для цилиндра, мы должны найти кинетическую энергию движения, происходящего благодаря изменению амплитуды. Так как было принято, что жидкость несжимаема, то существует потенциал скорости ψ, который удовлетворяет уравнению Лапласа. Для рассматриваемой задачи подходящим является решение для потенциала скорости следующего вида:

$$\psi = BI_0(kr)\cos kz, \tag{105}$$

где B — подлежащая определению константа. Компоненты скорости, найденные из такого потенциала, имеют вид

$$u_r = \frac{\partial\psi}{\partial r} = +BkI_1(kr)\cos kz \tag{106}$$

и

$$u_z = \frac{\partial\psi}{\partial z} = -BkI_0(kr)\sin kz. \tag{106a}$$

Константа пропорциональности B в приведенных уравнениях должна определяться из того условия, что при $r = R$ радиальная скорость u_r должна совпадать со скоростью, подразумеваемой уравнением (52); т. е. должно быть

$$BkI_1(kR)\cos kz = \frac{da}{dt}\cos kz. \tag{107}$$

Следовательно,

$$B = \frac{1}{kI_1(x)}\frac{da}{dt}. \tag{108}$$

Согласно равенствам (106), для кинетической энергии на единицу длины получаем следующее выражение [ср. соотношение (69)]:

$$\mathfrak{T} = \frac{1}{2}\pi\rho B^2k^2\int_0^R [I_0^2(kr) + I_1^2(kr)]\,r\,dr = \frac{1}{2}\pi\rho B^2k^2\frac{R}{k}I_0(x)I_1(x), \tag{109}$$

или, подставляя B из равенства (108),

$$\mathfrak{T} = \frac{1}{2}\pi\rho R^2\frac{I_0(x)}{xI_1(x)}\left(\frac{da}{dt}\right)^2. \tag{110}$$

Следовательно, функция Лагранжа (на единицу длины) для бесконечного цилиндра будет

$$\mathfrak{L} = \mathfrak{T} - \mathfrak{B} = \frac{1}{2}\pi\rho R^2\frac{I_0(x)}{xI_1(x)}\left(\frac{da}{dt}\right)^2 + 2\pi^2\rho^2R^2GF(x)\,a^2. \tag{111}$$

Уравнение движения для a, полученное из лагранжиана (111), имеет вид

$$\pi\rho R^2 \frac{I_0(x)}{xI_1(x)} \frac{d^2a}{dt^2} = 4\pi^2\rho^2 R^2 GF(x)\, a, \tag{112}$$

или, подставляя выражение (104) для $F(x)$,

$$\frac{d^2a}{dt^2} = 4\pi G\rho \left\{ \frac{xI_1(x)}{I_0(x)} \left[I_0(x) K_0(x) - \frac{1}{2} \right] - \left(\frac{H}{H_s} \right)^2 x^2 \right\} a. \tag{113}$$

Поэтому решение для a имеет вид

$$a = \text{const}\, e^{\pm qt}, \tag{114}$$

где

$$q^2 = 4\pi G\rho \left\{ \frac{xI_1(x)}{I_0(x)} \left[I_0(x) K_0(x) - \frac{1}{2} \right] - \left(\frac{H}{H_s} \right)^2 x^2 \right\}. \tag{115}$$

В соответствии с этим выражением величина q является чисто мнимой при $x > x_*$ и вещественной при $x < x_*$; это согласуется с тем, что все моды с $x > x_*$ устойчивы, а все моды с $x < x_*$ неустойчивы.

Как следует из соотношения (115), $q = 0$ как при $x = 0$, так и при $x = x_*$. Следовательно, существует определенное промежуточное значение x (скажем, x_m), при котором q достигает максимума (скажем, q_m). *Ясно, что волновое число x_m представляет моду максимальной неустойчивости*: амплитуда деформации для этой моды возрастает наиболее быстро. Длина волны

$$\lambda_m = \frac{2\pi R}{x_m}, \tag{116}$$

соответствующая волновому числу x_m, указывает приблизительно размер «кусков», на которые в конце концов распадается цилиндр: компонента с длиной волны λ_m в разложении Фурье произвольного возмущения является компонентой, амплитуда которой наиболее быстро возрастает со временем, и поэтому представляет моду, в которой раньше всего проявляется неустойчивость. Наконец, ясно, что $1/q_m$ дает меру времени, необходимого для того, чтобы неустойчивость проявила себя.

В табл. I перечислены также значения x_m и $q_m/(4\pi G\rho)^{1/2}$. Как и в случае x_* (§ 10), можно выписать в явном виде формулы для x_m и q_m при $H > H_s$. Так как при $H > H_s$ нас интересуют только значения $x \ll 1$, то в выражении для q^2 можно заменить функции Бесселя их асимптотическими выражениями при $x \to 0$. Итак,

$$q^2 = 4\pi G\rho \left\{ -\frac{1}{2} x^2 \left(\gamma + \frac{1}{2} + \ln \frac{1}{2} x \right) - x^2 \left(\frac{H}{H_s} \right)^2 \right\} \qquad (H > H_s). \tag{117}$$

Выражение, стоящее справа, достигает максимального значения при

$$\left(\gamma + \frac{1}{2} + \ln\frac{1}{2}x\right) + \frac{1}{2} + 2\left(\frac{H}{H_s}\right)^2 = 0. \qquad (118)$$

Следовательно,

$$x_m = 2\exp\left\{-(\gamma+1) - 2\left(\frac{H}{H_s}\right)^2\right\} = 0{,}4131e^{-2(H/H_s)^2} \qquad (H > H_s). \qquad (119)$$

Соответствующее выражение для q_m имеет вид

$$q_m = \frac{1}{2}x_m(4\pi G\rho)^{1/2} \qquad (H > H_s). \qquad (120)$$

Эти формулы подчеркивают то обстоятельство, очевидное из рассмотрения табл. I, что по мере возрастания напряженности магнитного поля экспоненциально возрастает не только длина волны моды максимальной неустойчивости, но также экспоненциально возрастает и время, необходимое для проявления неустойчивости.

12. Численные примеры. Для иллюстрации теории, развитой в предыдущих параграфах, возьмем значения, типичные для спиральной ветви Галактики:

$$R = 250 \text{ } парсек \text{ и } \rho = 2\cdot 10^{-24} \text{ } г/см^3. \qquad (121)$$

Соответствующее значение H_s составляет [ср. равенство (93)]

$$H_s = 5{,}0\cdot 10^{-6} \text{ } гаусс. \qquad (122)$$

Таблица II

Длины волн λ_* и λ_m, при которых наступает неустойчивость и при которых она достигает максимума, и характерные времена q_m^{-1}, необходимые для того, чтобы неустойчивость ясно проявила себя, в случае $R = 250$ *парсек* и $\rho = 2\cdot 10^{-24}$ *г/см³*

H, *гаусс*	λ_*, *парсек*	λ_m, *парсек*	q_m^{-1}, лет
0	$1{,}5\cdot 10^3$	$2{,}7\cdot 10^3$	$1{,}0\cdot 10^8$
$1{,}25\cdot 10^{-6}$	$1{,}9\cdot 10^3$	$3{,}3\cdot 10^3$	$1{,}2\cdot 10^8$
$2{,}5\cdot 10^{-6}$	$3{,}3\cdot 10^3$	$5{,}6\cdot 10^3$	$1{,}8\cdot 10^8$
$3{,}75\cdot 10^{-6}$	$6{,}8\cdot 10^3$	$1{,}1\cdot 10^4$	$3{,}6\cdot 10^8$
$5{,}0\cdot 10^{-6}$	$1{,}7\cdot 10^4$	$2{,}8\cdot 10^4$	$8{,}7\cdot 10^8$
$6{,}25\cdot 10^{-6}$	$5{,}2\cdot 10^4$	$8{,}6\cdot 10^4$	$2{,}7\cdot 10^9$
$7{,}5\cdot 10^{-6}$	$2{,}1\cdot 10^5$	$3{,}4\cdot 10^5$	$1{,}1\cdot 10^{10}$
$10{,}0\cdot 10^{-6}$	$6{,}9\cdot 10^6$	$1{,}1\cdot 10^7$	$3{,}5\cdot 10^{11}$

При таких значениях физических параметров безразмерные результаты, приведенные в табл. I, могут быть преобразованы в астрономические величины; они указаны в табл. II. Из данных таблицы видно, что между $H = H_s$ и $H = 2H_s$ характерное время неустойчивости становится настолько велико, что с точки зрения всех практических приложений наличие магнитного поля эффективно подавляет неустойчивость.

IV. Сплющивание сферической формы тяготеющей среды под действием магнитного поля

13. Формулировка задачи. В этом разделе мы будем рассматривать гравитационное равновесие сферы (образованной несжимаемой средой), внутри которой действует однородное магнитное поле, а снаружи — дипольное поле. Будет показано, что при таких условиях сфера не является равновесной конфигурацией и будет сплющиваться, сжимаясь по оси симметрии.

Итак, предположим, что первоначально магнитное поле внутри сферы однородно и имеет напряженность H по направлению z. В сферических координатах r, θ, φ компоненты $\mathbf{H}$ в радиальном (r) и поперечном (θ) направлениях составляют

$$H_r^{(i)} = H\mu \qquad \text{и} \qquad H_\theta^{(i)} = -H(1-\mu^2)^{1/2} \qquad (r < R), \tag{123}$$

где $\mu = \cos\theta$, а индекс i указывает на то, что это компоненты поля внутри сферы.

Когда поле внутри сферы однородно, то вне сферы поле должно иметь дипольный характер с компонентами

$$H_r^{(e)} = H\left(\frac{R}{r}\right)^3 \mu \qquad \text{и} \qquad H_\theta^{(e)} = \frac{1}{2}H\left(\frac{R}{r}\right)^3 \cdot (1-\mu^2)^{1/2}, \tag{124}$$

где R — радиус сферы.

Энергия $\mathfrak{M}$ магнитного поля, определяемого равенствами (123) и (124), есть

$$\mathfrak{M} = \frac{H^2}{8\pi}\left(\frac{4}{3}\pi R^3\right) + \frac{1}{4}H^2 \int\limits_R^\infty \int\limits_{-1}^{+1} \left(\frac{R}{r}\right)^6 \left\{\mu^2 + \frac{1}{4}(1-\mu^2)\right\} r^2\, dr\, d\mu = \frac{1}{4}H^2R^3. \tag{125}$$

Пусть теперь сфера деформируется таким образом, что уравнение граничной поверхности принимает вид

$$r(\mu) = R + \varepsilon P_l(\mu), \tag{126}$$

где $\varepsilon \ll R$, $\mu = \cos\theta$ (θ — полярный угол), а $P_l(\mu)$ обозначает, как обычно, полином Лежандра порядка l. Такую деформацию сферы мы будем называть «P_l-деформацией». Для изучения устойчивости сферы мы будем рассматривать устойчивость ее по отношению к P_l-деформации.

14. Изменение магнитной энергии сферы, обусловленное P_l-деформацией. Как уже было указано в § 8, произвольная деформация несжимаемого тела может рассматриваться как результат того, что каждая точка тела испытывает смещение ξ. И если выразить ξ, как в § 8 [уравнения (59) и (60)], через градиент скалярной функции ψ, то решение уравнения Лапласа (которому удовлетворяет ψ), имеющее подходящий для P_l-деформации сферы вид, есть

$$\psi = Ar^l P_l(\mu), \tag{127}$$

где A — постоянная. Соответствующие выражения для компонент ξ имеют вид

$$\xi_r = \frac{\partial\psi}{\partial r} = Alr^{l-1} P_l(\mu) \tag{128}$$

и

$$\xi_\theta = \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial\theta} = -Ar^{l-1}(1-\mu^2)^{1/2} P_l'(\mu), \tag{128a}$$

где штрих использован для обозначения дифференцирования по μ. Согласно уравнению (126), $\xi = \varepsilon P_l(\mu)$ при $r = R$; отсюда определяется A, так что

$$\xi_r = \varepsilon\left(\frac{r}{R}\right)^{l-1} P_l(\mu) \quad \text{и} \quad \xi_\theta = -\frac{\varepsilon}{l}\left(\frac{r}{R}\right)^{l-1}(1-\mu^2)^{1/2} P_l'(\mu). \tag{129}$$

Деформирование тела изменит существующее в нем магнитное поле, а так как в среде с бесконечно большой электропроводностью изменение существующего магнитного поля может быть достигнуто только за счет того, что силовые линии будут сдвинуты как целое, то

$$\delta\mathbf{H} = \operatorname{rot}[\xi\mathbf{H}]. \tag{130}$$

Справедливость последнего соотношения можно показать следующим образом. Предположим, что смещение ξ происходит в результате медленного непрерывного движения, так что если $\mathbf{u}$ обозначает скорость, то $\mathbf{u} = d\xi/dt$ (т. е. если пренебречь бесконечно малыми величинами второго порядка). С другой стороны, если электропроводность бесконечно велика, то

$$\delta\mathbf{E} = -[\mathbf{u}\mathbf{H}],$$

где $\delta\mathbf{E}$ — электрическое поле, обусловленное изменяющимся магнитным полем в соответствии с уравнением Максвелла

$$\operatorname{rot}\delta\mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t}\delta\mathbf{H}.$$

Объединяя последние два уравнения, получаем

$$\operatorname{rot}\left[\frac{\partial \boldsymbol{\xi}}{\partial t}\,\mathbf{H}\right] = \frac{\partial}{\partial t}\,(\delta \mathbf{H}).$$

Соотношение (130) является просто интегральной формой этого уравнения.

Когда среда несжимаема (т. е. когда не только $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$, но и $\operatorname{div} \boldsymbol{\xi} = 0$), соотношение (130) может быть записано по-иному:

$$\delta \mathbf{H} = (\mathbf{H}\cdot\operatorname{grad})\,\boldsymbol{\xi} - (\boldsymbol{\xi}\cdot\operatorname{grad})\,\mathbf{H}. \tag{131}$$

А если начальное поле однородно, то уравнение (131) упрощается еще больше и принимает вид

$$\delta \mathbf{H} = (\mathbf{H}\cdot\operatorname{grad})\,\boldsymbol{\xi}. \tag{132}$$

В сферических координатах это уравнение эквивалентно

$$\delta H_r = \left(H_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{H_\theta}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}\right)\xi_r - \frac{H_\theta \xi_\theta}{r} \tag{133}$$

и

$$\delta H_\theta = \left(H_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{H_\theta}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}\right)\xi_\theta + \frac{H_\theta \xi_r}{r}. \tag{133a}$$

Эти уравнения вместе с равенствами (123) и (129) дают

$$\delta H_r^{(i)} = \varepsilon H\,(l-1)\,\frac{r^{l-2}}{R^{l-1}}\,P_{l-1}(\mu) \tag{134}$$

и

$$\delta H_\theta^{(i)} = -\,\varepsilon H\,\frac{r^{l-2}}{R^{l-1}}\,(1-\mu^2)^{1/2}\,P'_{l-1}(\mu). \tag{134a}$$

Соответствующее изменение плотности внутренней магнитной энергии будет равно

$$\delta\left(\frac{|\mathbf{H}|^2}{8\pi}\right) = \frac{1}{4\pi}\,\mathbf{H}^{(i)}\cdot\delta\mathbf{H}^{(i)} = \varepsilon\,\frac{H^2}{4\pi}\,\frac{r^{l-2}}{R^{l-1}}\,\{(l-1)\,\mu P_{l-1}(\mu) + (1-\mu^2)\,P'_{l-1}(\mu)\}. \tag{135}$$

При дальнейших упрощениях оно сводится к

$$\delta\left(\frac{|\mathbf{H}|^2}{8\pi}\right) = \varepsilon\,(l-1)\,\frac{H^2}{4\pi}\,\frac{r^{l-2}}{R^{l-1}}\,P_{l-2}(\mu). \tag{136}$$

Следовательно, при усреднении по всем направлениям получаем нуль, за исключением случая $l = 2$, когда

$$\delta\left(\frac{|\mathbf{H}|^2}{8\pi}\right) = \frac{\varepsilon}{4\pi}\,\frac{H^2}{R} \qquad (l=2); \tag{137}$$

соответствующее изменение внутренней магнитной энергии $\Delta\mathfrak{M}^{(i)}$ будет тогда

$$\Delta\mathfrak{M}^{(i)} = \frac{1}{3}\varepsilon H^2 R^2. \tag{138}$$

15. Изменение внешней магнитной энергии сферы, обусловленное P_l-деформацией. Записав выражения для магнитного поля вне деформированной сферы в виде

$$H_r^{(e)} = H\left(\frac{R}{r}\right)^3 \mu + \delta H_r^{(e)} \tag{139}$$

и

$$H_\theta^{(e)} = \frac{1}{2} H\left(\frac{R}{r}\right)^3 (1-\mu^2)^{1/2} + \delta H_\theta^{(e)}, \tag{139a}$$

предположим, что $\delta H_r^{(e)}$ и $\delta H_\theta^{(e)}$ могут быть выведены из магнитного потенциала $\delta\varphi^{(e)}$. Так как магнитный потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа, то решение для $\delta\varphi^{(e)}$ должно выражаться линейной комбинацией основных решений $P_j(\mu)/r^{j+1}$, которые на бесконечности обращаются в нуль.

Как будет видно позже, решение для $\delta\varphi^{(e)}$ удобно записать в такой форме:

$$\delta\varphi^{(e)} = -\varepsilon H\left\{\frac{l-1}{l}\left(\frac{R}{r}\right)^l P_{l-1}(\mu) + \sum A_j\left(\frac{R}{r}\right)^{j+1} P_j(\mu)\right\}, \tag{140}$$

где A_j — коэффициенты, подлежащие определению. Выражения для $\delta H_r^{(e)}$ и $\delta H_\theta^{(e)}$, получающиеся из этого потенциала, имеют вид

$$\delta H_r^{(e)} = \varepsilon H\left\{(l-1)\frac{R^l}{r^{l+1}} P_{l-1}(\mu) + \sum A_j (j+1)\frac{R^{j+1}}{r^{j+2}} P_j(\mu)\right\} \tag{141}$$

и

$$\delta H_\theta^{(e)} = \varepsilon H\left\{\frac{l-1}{l}\frac{R^l}{r^{l+1}} P'_{l-1}(\mu) + \sum A_j \frac{R^{j+1}}{r^{j+2}} P'_j(\mu)\right\}. \tag{141a}$$

Коэффициенты A_j в выражениях (141) и (141a) можно определить из условия непрерывности компоненты магнитного поля, перпендикулярной к граничной поверхности. В первом порядке по ε это условие требует, чтобы

$$\{H_r^{(e)}\}_{R+\varepsilon P_l} + \{H_\theta^{(e)}\}_R \frac{\varepsilon}{R}(1-\mu^2)^{1/2}\frac{\partial P_l}{\partial\mu} = \{H_r^{(i)}\}_{R+\varepsilon P_l} + \{H_\theta^{(i)}\}_R \frac{\varepsilon}{R}(1-\mu^2)^{1/2}\frac{\partial P_l}{\partial\mu}, \tag{142}$$

где $-(\varepsilon/R)(1-\mu^2)^{1/2}\,\partial P_l/\partial\mu$ есть угол (в первом порядке по ε), который деформированная поверхность сбразует с z-направлением; члены с H_θ в приведенном выше уравнении возникают именно благодаря этому обстоя-

тельству. Далее, согласно соотношениям (124), (139) и (140),

$$\{H_r^{(e)}\}_{R+\varepsilon P_l} + \{H_\theta^{(e)}\}_R \frac{\varepsilon}{R}(1-\mu^2)^{1/2}\frac{\partial P_l}{\partial\mu} = H\mu\left(1-3\frac{\varepsilon}{R}P_l\right) + $$
$$+\frac{1}{2}H\frac{\varepsilon}{R}(1-\mu^2)\frac{\partial P_l}{\partial\mu} + \frac{\varepsilon}{R}H\left\{(l-1)P_{l-1} + \sum A_j(j+1)P_j\right\}, \quad (143)$$

а согласно соотношениям (123) и (134)

$$\{H_r^{(i)}\}_{R+\varepsilon P_l} + \{H_\theta^{(i)}\}_R \frac{\varepsilon}{R}(1-\mu^2)^{1/2}\frac{\partial P_l}{\partial\mu} = H\mu + \frac{\varepsilon}{R}H(l-1)P_{l-1} -$$
$$-\frac{\varepsilon}{R}H(1-\mu^2)\frac{\partial P_l}{\partial\mu}; \quad (143а)$$

и так как правые части уравнений (143) и (143а) должны быть равны, то

$$\sum A_j(j+1)P_j = 3\mu P_l - \frac{3}{2}(1-\mu^2)\frac{\partial P_l}{\partial\mu} =$$
$$= \frac{3}{2(2l+1)}\{(l+1)(l+2)P_{l+1} - l(l-1)P_{l-1}\}. \quad (144)$$

Следовательно,

$$A_{l-1} = -\frac{3(l-1)}{2(2l+1)}, \qquad A_{l+1} = \frac{3(l+1)}{2(2l+1)}, \quad (145)$$

и

$$A_j = 0 \quad \text{при } j \neq l-1 \text{ или } l+1. \quad (145а)$$

Подставляя эти значения A в выражения (141) и (141а), получаем

$$\delta H_r^{(e)} = \varepsilon H\left\{\frac{(l-1)(l+2)}{2(2l+1)}\frac{R^l}{r^{l+1}}P_{l-1}(\mu) + \frac{3(l+1)(l+2)}{2(2l+1)}\frac{R^{l+2}}{r^{l+3}}P_{l+1}(\mu)\right\} \quad (146)$$

и

$$\delta H_\theta^{(e)} = \varepsilon H\left\{\frac{(l-1)(l+2)}{2l(2l+1)}\frac{R^l}{r^{l+1}}P'_{l-1}(\mu) + \frac{3(l+1)}{2(2l+1)}\frac{R^{l+2}}{r^{l+3}}P'_{l+1}(\mu)\right\}. \quad (146а)$$

Возвращаясь к соотношениям (139) и (139а), мы можем записать в первом порядке по ε изменение внешней магнитной энергии $\Delta\mathfrak{M}^{(e)}$ как

$$\Delta\mathfrak{M}^{(e)} = \frac{H^2}{8\pi}\iiint\limits_{R+\varepsilon P_l \geqslant r \geqslant R}\left(\frac{R}{r}\right)^6\left\{\mu^2 + \frac{1}{4}(1-\mu^2)\right\}r^2\,dr\,d\mu\,d\varphi +$$
$$+\frac{H^2}{8\pi}\iiint\limits_{r>R}\left(\frac{R}{r}\right)^3\{2P_1(\mu)\,\delta H_r^{(e)} + P'_1(\mu)\,\delta H_\theta^{(e)}\}\,r^2\,dr\,d\mu\,d\varphi. \quad (147)$$

После небольших преобразований получим

$$\Delta\mathfrak{M}^{(e)} = -\frac{1}{4}\varepsilon H^2R^2\int\limits_{-1}^{+1}\left\{\frac{1}{2}P_2(\mu)+\frac{1}{2}\right\}P_l(\mu)\,d\mu + \frac{1}{2}\varepsilon H^2\int\limits_R^\infty drr^2\int\limits_{-1}^{+1}d\mu\,\times$$
$$\times\left(\frac{R}{r}\right)^3P_1(\mu)\left\{\frac{(l-1)(l+2)}{2(2l+1)}\frac{R^l}{r^{l+1}}P_{l-1}(\mu)+\frac{3(l+1)(l+2)}{2(2l+1)}\frac{R^{l+2}}{r^{l+3}}P_{l+1}(\mu)\right\}+$$
$$+\frac{1}{4}\varepsilon H^2\int\limits_R^\infty dr\,r^2\int\limits_{-1}^{+1}d\mu\left(\frac{R}{r}\right)^3P_1'(\mu)\left\{\frac{(l-1)(l+2)}{2l(2l+1)}\frac{R^l}{r^{l+1}}P_{l-1}'(\mu)+\right.$$
$$\left.+\frac{3(l+1)}{2(2l+1)}\frac{R^{l+2}}{r^{l+3}}P_{l+1}'(\mu)\right\}. \tag{148}$$

Из этого уравнения очевидно, что $\Delta\mathfrak{M}^{(e)}$ обращается в нуль (в первом порядке по ε) для всех деформаций за исключением P_2-деформации, для которой

$$\Delta\mathfrak{M}^{(e)} = -\frac{1}{8}\varepsilon H^2R^2\int\limits_{-1}^{+1}[P_2(\mu)]^2\,d\mu+$$
$$\frac{1}{5}\varepsilon H^2R^5\int\limits_R^\infty\int\limits_{-1}^{+1}\frac{dr}{r^4}+\left\{\frac{1}{2}P_2(\mu)+\frac{1}{2}\right\}d\mu \tag{149}$$

или

$$\Delta\mathfrak{M}^{(e)} = \frac{1}{60}\varepsilon H^2R^2 \qquad (l=2). \tag{150}$$

Окончательно, объединяя равенства (138) и (150), получаем для полного изменения магнитной энергии, обусловленного P_2-деформацией,

$$\Delta\mathfrak{M} = \Delta\mathfrak{M}^{(i)} + \Delta\mathfrak{M}^{(e)} = \frac{7}{20}\varepsilon H^2R^2; \tag{151}$$

для всех деформаций более высокого порядка оно обращается в нуль в этом приближении.

Итак, мы показали, что *для всех деформаций сферы, кроме P_2-деформации, изменение магнитной энергии — второго порядка по ε, а для P_2-деформации это изменение — первого порядка по ε и задается равенством* (151). Кроме того, для P_2-деформации $\Delta\mathfrak{M} > 0$, когда деформация стремится превратить сферу в вытянутый эллипсоид, и $\Delta\mathfrak{M} < 0$, когда деформация стремится превратить сферу в сплюснутый эллипсоид.

16. Изменение гравитационной потенциальной энергии и неустойчивость сферы по отношению к P_2-деформации. Изменение потенциальной энергии $\Delta\Omega$, обусловленное P_l-деформацией, также может быть вычислено. Для P_2-деформации результат хорошо известен; для общей P_l-деформации можно вычислить $\Delta\Omega$ с помощью процедуры, использованной в

§ 8. Не приводя здесь детали вычислений, укажем результат:

$$\Delta\Omega = \frac{3(l-1)}{(2l+1)^2}\left(\frac{\varepsilon}{R}\right)^2 \frac{GM^2}{R}. \qquad (152)$$

Итак, *изменение потенциальной энергии всегда положительно и второго порядка по* ε. Этим оно отличается от $\Delta\mathfrak{M}$, которое, как мы видели, первого порядка по ε для P_2-деформации и отрицательно для деформации, стремящейся сплюснуть сферу. Итак, мы можем заключить, что сфера неустойчива и будет стремиться сжаться, принимая форму сплюснутого сфероида. Чтобы оценить, насколько далеко может зайти такое сжатие, рассмотрим $\Delta\Omega + \Delta\mathfrak{M}$ для P_2-деформации. Имеем [ср. равенства (151) и (152)]

$$\Delta\Omega + \Delta\mathfrak{M} = \frac{3}{25}\frac{GM^2}{R^3}\varepsilon^2 + \frac{7}{20}H^2R^2\varepsilon \qquad (l=2). \qquad (153)$$

Величина $\Delta\Omega + \Delta\mathfrak{M}$ как функция ε имеет минимум, достигаемый при

$$\frac{6}{25}\frac{GM^2}{R^3}\varepsilon + \frac{7}{20}H^2R^2 = 0, \qquad (154)$$

или

$$\frac{\varepsilon}{R} = -\frac{35}{24}\frac{H^2R^4}{GM^2}. \qquad (155)$$

Если H_* обозначает величину постоянного магнитного поля внутри сферы, при котором $\mathfrak{M}$ [задаваемое равенством (125)] численно равно гравитационной потенциальной энергии Ω $(=-3GM^2/5R)$, то

$$\frac{1}{4}H_*^2R^3 = \frac{3}{5}\frac{GM^2}{R}. \qquad (156)$$

С помощью определенной таким образом величины H_* можно переписать соотношение (155) в виде

$$\frac{\varepsilon}{R} = -3{,}5\left(\frac{H}{H_*}\right)^2. \qquad (157)$$

Это соотношение можно интерпретировать следующим образом: когда магнитное поле звезды приближается к пределу, указываемому теоремой вириала (ср. раздел I), звезда стремится принять сильно сплюснутую форму; в этом отношении магнитное поле оказывает такое же влияние, что и вращение.

V. Гравитационная неустойчивость бесконечной однородной среды в присутствии магнитного поля

17. Постановка задачи. Как известно, рассмотрев распространение волн в бесконечной однородной среде и учтя гравитационные эффекты флуктуаций плотности, Джинс показал [6], что скорость распространения волн есть

$$V_{\text{Д}} = \sqrt{c^2 - (4\pi G\rho/k^2)}, \qquad (158)$$

где $c = \sqrt{\gamma p/\rho}$ — конвекционная скорость звука, а k — волновое число. В соответствии с этим при

$$k < (4\pi\rho G)^{-1/2}/c \qquad (159)$$

скорость распространения волн становится мнимой; в этом случае амплитуда волны будет экспоненциально возрастать со временем. Поэтому неравенство (159) представляет условие гравитационной неустойчивости; в этом состоит результат Джинса. В этом разделе мы покажем, что наличие магнитного поля не сказывается на условии Джинса (159). Физическая причина этого очевидна для деформации, при которой волны плотности перпендикулярны силовым линиям: в этом случае движение частиц будет параллельно силовым линиям и, следовательно, на нем не будет сказываться магнитное поле. Но параллельное силовым линиям движение частиц может образовать и волну плотности, составляющую некоторый угол с силовыми линиями (см. рис. 2).

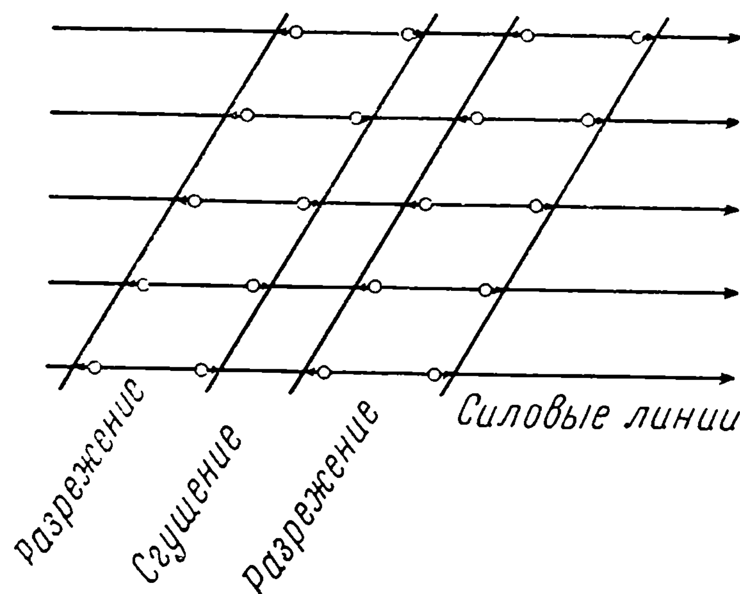


Рис. 2. Иллюстрация того, почему присутствие магнитного поля не влияет на условие Джинса для гравитационной неустойчивости бесконечной однородной среды

18. Три моды распространения волн в присутствии магнитного поля и условие гравитационной неустойчивости. Рассмотрим протяженную однородную газообразную среду с бесконечной электропроводностью и

[6] Jeans. Astronomy and Cosmology (Cambridge: At the University Press, 1929), p. 345—347.

предположим, что имеется равномерно распределенное магнитное поле с напряженностью H. Тогда флуктуации плотности $\delta\rho$, давления δp, магнитного поля $\mathbf{h}$ и гравитационного потенциала δV подчиняются уравнениям

$$\left.\begin{aligned} \rho\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} &= \frac{1}{4\pi}\operatorname{rot}[\mathbf{hH}] - \operatorname{grad}\delta p + \rho\operatorname{grad}\delta V, \\ \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} &= \operatorname{rot}[\mathbf{uH}], \\ \frac{\partial}{\partial t}\delta\rho &= -\rho\operatorname{div}\mathbf{u} \end{aligned}\right\} \tag{160}$$

и

$$\nabla^2\delta V = -4\pi G\delta\rho.$$

Если принять, что изменения давления и плотности происходят адиабатически, то

$$\delta p = c^2\delta\rho. \tag{161}$$

Мы будем искать решения уравнений (160) и (161), соответствующие распространению волн в z-направлении. Единственной не обращающейся в нуль компонентой градиента является $\partial/\partial z$. И если, кроме того, предположить, что направление координатных осей выбрано так, чтобы

$$\mathbf{H} = (0,\ H_y,\ H_z), \tag{162}$$

то, как легко видеть, $h_z = 0$; тогда уравнения (160) и (161) распадаются на две независимые системы:

$$\rho\frac{\partial u_x}{\partial t} = \frac{H_z}{4\pi}\frac{\partial h_x}{\partial z}, \qquad \frac{\partial h_x}{\partial t} = H_z\frac{\partial u_x}{\partial z}; \tag{163}$$

и

$$\left.\begin{aligned} \rho\frac{\partial u_y}{\partial t} - \frac{H_z}{4\pi}\frac{\partial h_y}{\partial z} &= 0, \\ \rho\frac{\partial u_z}{\partial t} + \frac{H_y}{4\pi}\frac{\partial h_y}{\partial z} + c^2\frac{\partial}{\partial z}\delta\rho - \rho\frac{\partial}{\partial z}\delta V &= 0, \\ \frac{\partial h_y}{\partial t} + H_y\frac{\partial u_z}{\partial z} - H_z\frac{\partial u_y}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}\delta\rho + \rho\frac{\partial u_z}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial^2}{\partial z^2}\delta V + 4\pi G\delta\rho &= 0. \end{aligned}\right\} \tag{164}$$

Объединяя уравнения (163), можно получить

$$\frac{\partial^2 h_x}{\partial t^2} = \frac{H_z^2}{4\pi\rho}\frac{\partial^2 h_x}{\partial z^2} \quad \text{и} \quad \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{H_z^2}{4\pi\rho}\frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}. \tag{165}$$

Эти уравнения совпадают с уравнениями, приводящими к обычным магнитогидродинамическим волнам Альвена, распространяющимся со скоростью

$$V_{\text{А}} = \frac{H_z}{\sqrt{4\pi\rho}}. \tag{166}$$

Итак, гравитация и сжимаемость не сказываются на этой моде распространения волн.

Обращаясь затем к решениям уравнений (164), также представляющим распространение волн в z-направлении, можем записать

$$\frac{\partial}{\partial t} = i\omega \quad \text{и} \quad \frac{\partial}{\partial z} = -ik, \tag{167}$$

где ω — частота, а k — волновое число. Подставляя (167) в уравнения (164), получаем систему однородных линейных уравнений, которая может быть записана в матричных обозначениях следующим образом:

$$\begin{vmatrix} \rho\omega & k\frac{H_z}{4\pi} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -k\frac{H_y}{4\pi} & \rho\omega & -kc^2 & k\rho \\ kH_z & \omega & -kH_y & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -k\rho & \omega & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 4\pi G & -k^2 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} u_y \\ h_y \\ u_z \\ \delta\rho \\ \delta V \end{vmatrix} = 0. \tag{168}$$

Условием существования нетривиального решения уравнения (168) является равенство нулю детерминанта левой матрицы. Раскрывая детерминант, находим, что это условие может быть приведено к виду

$$\left(\frac{\omega}{k}\right)^4 - \left\{\frac{H^2}{4\pi\rho} + \left(c^2 - \frac{4\pi G\rho}{k^2}\right)\right\}\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 + \frac{H_z^2}{4\pi\rho}\left(c^2 - \frac{4\pi G\rho}{k^2}\right) = 0. \tag{169}$$

Вводя скорость распространения волны $V = \omega/k$, можем переписать уравнение (169) в виде

$$V^4 - (V_{\text{А}}^2 \sec^2\vartheta + V_{\text{Д}}^2)\, V^2 + V_{\text{А}}^2 V_{\text{Д}}^2 = 0, \tag{170}$$

где ϑ — угол между направлением H и направлением распространения волны, а $V_{\text{Д}}$ и $V_{\text{А}}$ имеют тот же смысл, что и в уравнениях (158) и (166).

Видно, что уравнение (170) допускает две моды распространения волны. Если скорости распространения этих двух мод обозначить через V_1 и V_2, то из условия (170) получим

$$V_1 V_2 = V_{\text{А}} V_{\text{Д}}$$

и

$$V_1^2+V_2^2=V_A^2\sec^2\vartheta+V_Д^2. \tag{171}$$

В соответствии с этим, *если* $V_Д$ *мнимо, то либо* V_1, *либо* V_2 *должно быть мнимо*. Другими словами, одна из двух мод распространения волны будет неустойчива, если удовлетворено условие Джинса (159). Итак, присутствие магнитного поля не влияет на условие гравитационной неустойчивости. Однако от напряженности магнитного поля будет зависеть, какая из двух мод станет неустойчивой. Так, при $H\to 0$ две моды, определяемые уравнением (170), стремятся соответственно к моде Джинса и моде Альвена. И если предположить, что

$$V_1\to V_Д \quad \text{и} \quad V_2\to V_A \qquad \text{при} \quad H\to 0, \tag{172}$$

то из уравнения (170) следует, что (поскольку $V_Д^2>0$)

$$V_1\to V_A\sec\vartheta \quad \text{и} \quad V_2\to V_Д\cos\vartheta \qquad \text{при} \quad H\to\infty. \tag{173}$$

Следовательно, при $H\to\infty$ модой, которая станет неустойчивой при выполнении условия Джинса, будет мода, являющаяся модой Альвена при $H\to 0$; а мода, являющаяся при $H\to 0$ модой Джинса, становится при $H\to\infty$ магнитогидродинамической волной и на нее не действует гравитация. Такое «перекрещивание» двух мод при увеличении напряженности магнитного поля находится в согласии с тем, что известно [7] из теории распространения волн в сжимаемой среде в отсутствие гравитации.

Получена 23 марта 1953 г.
Чикагский университет

[7] Ср. H. van de Hulst. Symposium: Problems of Cosmical Aerodynamics (Dayton Ohio: Central Air Documents Office, 1951), chap. VI; H. Herlofson. Nature, 1950, 165, 1020.

К статьям 143 и 144

В статье 143 Ферми применил выдвинутую им ранее статистическую теорию к случаю множественного образования, обусловленного пионами космотронных энергий (вплоть до 2,5 *Гэв*). Он показал, как надо учесть следствия зарядовой независимости. Статья была написана для того, чтобы продемонстрировать, как чисто статистические эффекты входят в анализ экспериментов такого типа, которые проводились на космотроне в Брукхэйвене. Написанная первоначально как личное сообщение, статья была опубликована в Бразилии.

Статья 144 аналогична предыдущей статье, но относится к пионам, образующимся в нуклон-нуклонных столкновениях.

Г. Андерсон

143

МНОЖЕСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ ПИОНОВ В ПИОН-НУКЛОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ *

С помощью статистической теории обсуждается множественное образование пионов в столкновениях нуклона с пионом при энергии в лабораторной системе 1 *Бэв.*

Статистическая теория [1] множественного образования пионов была недавно использована для рассмотрения множественного образования в нуклон-нуклонных столкновениях при энергиях, получаемых на Брукхэйвенском космотроне. В настоящей статье это рассмотрение распространяется на вычисление результата столкновений пионов с нуклонами в той же области энергий. Предполагается, что в результате соударения появится нуклон и n пионов. Математически задача упрощается предположением о том, что в системе центра масс пионы являются крайне релятивистскими, а масса нуклона очень велика по сравнению с массой пиона. В силу последнего предположения нуклон несет основную часть импульса системы и поэтому в системе центра масс рассматривается как находящийся в покое после соударения. Сохранение момента не учитывается. При таких предположениях можно применить формулу (13) работы А:

$$S_n = \frac{\Omega^n}{\pi^{2n}\hbar^{3n}c^{3n}} \frac{W^{3n-1}}{(3n-1)!}. \tag{1}$$

---

* *Multiple Production of Pions in Pion-Nucleon Collisions.* Academia Brasileira de Ciências, 1954, 26, 61—63.

[1] E. Fermi. Progr. Theor. Phys., 1950, 5, 570 (статья 125), в дальнейшем цитируется как А; E. Fermi. Phys. Rev., 1951, 81, 683. (Статья 126.)

Здесь величина S_n пропорциональна вероятности получить конечное состояние определенной зарядовой структуры, содержащее n пионов. В этой формуле W— энергия, доступная для образования пионов в системе центра масс, а Ω — объем реакции. Для численных расчетов за этот объем принималась сфера радиуса $\hbar/\mu c$ (μ — масса пиона) с коэффициентом релятивистского сжатия, определяемым скоростью нуклона в системе центра масс.

При вычислении различных зарядовых состояний предполагалось, что изотопический спин сохраняется. Физически интересны два случая: столкновение положительного или отрицательного пиона с протоном. В первом случае играют роль только состояния с изотопическим спином 3/2. Статистические веса различных зарядовых возможностей для этого случая перечислены в табл. I[2].

Таблица I

Столкновения $\pi^+ + p$. Статистические веса различных зарядовых состояний

Зарядовое состояние	Вес	Зарядовое состояние	Вес
p +	1	p + + −	0,333
p + 0	0,6	p + 0 0	0,233
n + +	0,4	n + + 0	0,267

Для столкновений $\pi^- + p$ играют роль два состояния с изотопическим спином $T = 1/2$ и $T = 3/2$. В начальном состоянии они представлены с весами 2/3 и 1/3 соответственно. В табл. II перечислены статистические

Таблица II

Столкновения $\pi^- + p$. Статистические веса различных зарядовых состояний с $T = 1/2$ и $T = 3/2$

Зарядовое состояние	$T = 1/2$	$T = 3/2$	Зарядовое состояние	$T = 1/2$	$T = 3/2$
p −	2/3	1/3	p + − −	0,2	0,2
n 0	1/3	2/3	p − 0 0	0,133	0,167
p 0 −	1/3	7/15	n + 0 −	0,3	0,4
n + −	1/2	6/15	n 0 0 0	0,033	0,067
n 0 0	1/6	2/15			

[2] По поводу обозначений см. статью 144.— *Прим. ред.*

Таблица III

Столкновения $\pi^+ + p$

Исход	Вероятности (%) для первичных пионов с энергией				
	0,5 *Бэв*	1,0 *Бэв*	1,5 *Бэв*	2,0 *Бэв*	2,5 *Бэв*
p +	75,3	43,1	23,6	13,4	7,8
p + 0	14,2	29,1	32,2	31,3	27,0
n + +	9,4	19,4	22,2	20,8	18,0
p + + —	0,4	3,2	7,7	12,0	15,4
p + 0 0	0,3	2,3	5,4	8,4	10,8
n + + 0	0,3	2,6	6,2	9,6	12,3
p + + 0 —	0,0	0,2	0,8	1,9	3,7
p + 0 0 0	0,0	0,0	0,2	0,6	1,1
n + + + —	0,0	0,0	0,2	0,6	1,1
n + + 0 0	0,0	0,1	0,4	1,0	1,9

Таблица IV

Столкновения $\pi^- + p$

Исход	Вероятности (%) для первичных пионов с энергией				
	0,5 *Бэв*	1,5 *Бэв*	1,5 *Бэв*	2,0 *Бэв*	2,5 *Бэв*
p —	41,4	24,2	13,5	7,8	4,6
n 0	33,1	19,3	10,7	6,1	3,6
p 0 —	8,8	18,5	21,4	20,5	17,9
n + —	12,1	22,9	23,5	25,4	22,3
n 0 0	3,7	7,6	8,8	8,5	7,4
p + — —	0,3	2,0	4,8	7,5	9,8
p — 0 0	0,2	1,4	3,5	5,5	7,0
n + 0 —	0,4	3,3	7,9	12,5	16,2
n 0 0 0	0,1	0,4	1,0	1,6	2,1
p + 0 — —	0,0	0,1	0,5	1,3	2,4
p 0 0 0 —	0,0	0,0	0,2	0,4	0,8
n + + — —	0,0	0,0	0,2	0,6	1,2
n + 0 0 —	0,0	0,1	0,5	1,3	2,4
n 0 0 0 0	0,0	0,0	0,0	0,1	0,2

веса, соответствующие этому типу столкновений, для двух возможных значений изотопического спина.

Вероятности данного исхода столкновения пропорциональны произведению величины S_n, даваемой формулой (1), на статистические веса, приведенные в табл. I и II. В случае $p+\pi^-$ результаты, полученные из граф 2 и 3 табл. II, следует усреднять, приписывая им веса 2/3 и 1/3 соответственно. Вычисленные таким образом вероятности (в %) приведены в табл. III и IV для различных энергий первичного пиона в лабораторной системе. При вычислении этих таблиц статистические веса для случаев испускания четырех пионов только оценивались.

Примечательно, что согласно настоящей теории множественность пионов, образующихся в столкновениях этого типа, должна быть заметно выше, чем для бомбардировки нуклонами при тех же самых энергиях. Частично это обусловлено тем, что вследствие меньшей массы пиона при одинаковых энергиях бомбардировки для образования пионов доступно больше энергии в системе центра масс. Кроме того, релятивистское сжатие объема реакции не очень велико, что благоприятствует событиям более высокой множественности.

См. вводные замечания к статье 143

144

МНОЖЕСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ ПИОНОВ В НУКЛОН-НУКЛОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ КОСМОТРОННЫХ ЭНЕРГИЯХ*

С помощью статистической теории множественного образования пионов подробно обсуждаются нуклон-нуклонные столкновения при первичных энергиях 1,75 и 2,2 *Бэв*. Даны вероятности единичного и множественного образования пионов и нуклонов с различными зарядами.

Получение нуклонов высоких энергий на Брукхэйвенском космотроне открывает теперь возможность сравнения результатов статистической теории [1] множественного образования пионов с экспериментом [2]. В табл. I работы А были приведены предварительные оценки относительных вероятностей испускания различного числа n пионов вместе с двумя нуклонами при нуклон-нуклонных соударениях. Согласно формуле (22) в А, при энергиях бомбардировки порядка нескольких *Бэв* эти вероятности должны быть пропорциональны

$$f_n(w) = \frac{\left[\frac{251}{w}(w-2)^3\right]^n}{\frac{3}{2}\cdot\frac{5}{2}\cdots\frac{6n+1}{2}}. \tag{1}$$

В этой формуле w — полная энергия двух сталкивающихся нуклонов (включая их энергии покоя) в системе центра масс. Энергия покоя нуклона принята за единицу энергии. При выводе указанной формулы в А был сделан ряд грубых упрощающих предположений. Одно из них состояло в пренебрежении влиянием различных возможных зарядов нуклонов и пионов. Теперь мы намереваемся улучшить предыдущие результаты путем учета этого фактора. Такой учет будет проведен для малой множественности образования пионов, вплоть до максимального числа пионов $n = 3$. Делая это, мы будем пользоваться законом сохранения изотопического спина для наложения ограничений на возможные типы переходов.

---

* *Multiple Production of Pions in Nucleon-Nucleon Collisions at Cosmotron Energies.* Phys. Rev., 1953, 92, 452—453.

[1] E. Fermi. Progr. Theor. Phys. (Japan), 1950, 5, 570 (статья 125), в дальнейшем цитируется как А; Phys.; Rev., 1951, 81, 683 (статья 126).

[2] Fowler, Shutt, Thorndike, Whittermore. Phys. Rev., будет опубликовано [1953, 91, 758.— *Ред.*].

Основная гипотеза статистического расчета ядерных событий при высокой энергии состоит в предположении о том, что в процессе столкновения все возможные конечные состояния образуются с вероятностью, пропорциональной статистическому весу конечного состояния. Из числа всех возможных конечных состояний следует, однако, исключить все те, переход в которые из основного состояния невозможен вследствие законов сохранения. Помимо классических законов сохранения энергии, импульса и момента, в настоящем обсуждении должно учитываться также сохранение изотопического спина и, конечно, заряда. Закон сохранения изотопического спина, безусловно, не является точным. Считается, однако, что между состояниями различного изотопического спина возможны только слабые переходы. Следовательно, обычно не будет хватать времени для установления постулированного в А статистического равновесия между какими-либо другими уровнями, кроме уровней с одинаковым изотопическим спином.

При столкновении двух нуклонов начальное состояние может иметь изотопический спин либо $T = 1$, либо $T = 0$. При вычислении конечных состояний следует учитывать только состояния с изотопическим спином 1 или 0. Для каждого конечного состояния, характеризуемого, например, импульсами его частиц, существует ряд различных зарядовых возможностей. Пусть p_n — число таких возможностей для состояний с изотопическим спином 1 и данным полным зарядом, а q_n — аналогичное число для состояний с изотопическим спином 0. Числа p_n и q_n для состояний двух нуклонов и n пионов приведены в табл. I.

Таблица I

Число состояний с изотопическим спином 1 и 0 для системы двух нуклонов и n пионов

n	0	1	2	3
p_n	1	2	4	9
q_n	1	1	2	4

Например, при столкновении двух протонов высокой энергии изотопический спин начального состояния равен $T = 1$. Конечное состояние только тогда будет образовываться с заметной вероятностью, когда его изотопический спин также равен 1, и можно принять, что вероятность его образования будет пропорциональна $f_n(w)$, определенному формулой (1). При вычислении относительных вероятностей образования n пионов мы должны учесть также и то, что существует p_n состояний с изотопичес-

ким спином 1. Следовательно, вероятности образования n пионов будут пропорциональны $p_n f_n$ и даваться формулой

$$P_n = \frac{p_n f_n}{\sum p_n f_n}. \tag{2}$$

Если сталкивающимися нуклонами являются нейтрон и протон, то начальное состояние будет смесью состояний с изотопическими спинами 1 (50%) и 0 (50%). Если начальное состояние имеет $T = 1$, то вероятность образования n пионов будет снова определяться формулой (2). При $T = 0$ вероятности будут задаваться аналогичным выражением, где p_n заменены на q_n:

$$Q_n = \frac{q_n f_n}{\sum q_n f_n}. \tag{3}$$

Результирующая вероятность будет, следовательно, арифметическим средним выражений (2) и (3).

Обсуждая сравнение этих чисел с экспериментом, важно указать не только число пионов, сопровождающих в конечном состоянии два нуклона, но и заряды пионов. Для этого мы должны подразделить p_n и q_n состояний с n пионами на ряд состояний, соответствующих различным зарядовым возможностям испущенных частиц. Например, согласно табл. I существует два состояния с изотопическим спином 1, содержащие два нуклона и один пион. Если обсуждается столкновение двух протонов (полный заряд равен 2), то эти два состояния можно записать следующим образом:

$$(-1/\sqrt{2})(pp0) + (1/2)(pn+) + (1/2)(np+) \tag{4}$$

и

$$(1/\sqrt{2})(pn+) - (1/\sqrt{2})(np+), \tag{5}$$

где, например, $(pn+)$ обозначает состояние, в котором первый нуклон является протоном, второй — нейтроном, а пион — положительным пионом. Если бы конечное состояние задавалось выражением (4), то с вероятностью 1/2 в конечном состоянии находились бы протон, нейтрон и положительный пион и с вероятностью 1/2 — два протона и нейтральный пион. Если бы конечное состояние определялось выражением (5), то единственно возможным конечным состоянием была бы комбинация нейтрон, протон и положительный пион. Итак, в этом случае число $p_1 = 2$ разбивается на часть 3/2, соответствующую образованию нейтрона, протона и положительного пиона, и часть 1/2, соответствующую образованию двух протонов и нейтрального пиона. Вычисленные таким образом веса для различных случаев приведены в табл. II и III.

Таблица II

Веса различных конечных состояний при столкновении двух протонов

Состояние	Вес*	Число пионов	Число лучей	Вероятности для первичных частиц с энергией	
				1,75 *Бэв*	2,2 *Бэв*
$p\ p$	1	0	2	8,6	4,0
$p\ p\ 0$	1/2	1	2	14,1	11,3
$p\ n\ +$	3/2	1	2	42,3	32,7
$p\ p\ +\ -$	1,2	2	4	9,1	12,2
$p\ p\ 0\ 0$	0,4	2	2	3,0	4,0
$p\ n\ +\ 0$	1,8	2	2	13,6	18,2
$n\ n\ +\ +$	0,6	2	2	4,6	6,0
$p\ p\ +\ -\ 0$	154/60	3	4	1,4	3,2
$p\ p\ 0\ 0\ 0$	18/60	3	2	0,2	0,4
$p\ n\ +\ +\ -$	175/60	3	4	1,5	3,7
$p\ n\ +\ 0\ 0$	121/60	3	2	1,0	2,5
$n\ n\ +\ +\ 0$	72/60	3	2	0,6	1,5

* См «Поправку» на стр. 636 — *Прим. ред.*

Табл. II иллюстрирует случай столкновения двух протонов. В первой графе указываются совместимые с сохранением заряда различные типы частиц, которые могут появиться в конечном состоянии. Во второй графе дается вес состояния, в третьей — число n испущенных пионов, в четвертой — число испущенных заряженных частиц. Пятая и шестая графы будут обсуждены позже.

В табл. III приводятся аналогичные данные для нейтрон-протонных столкновений. В этом случае возможны два значения изотопического спина $T = 1$ и $T = 0$, и поэтому для каждого случая в графах 2 и 3 приводятся два значения весов. В графах 4 и 5 указаны числа испущенных пионов и заряженных частиц соответственно. Опять-таки, две последние графы будут обсуждены позже.

Для демонстрации пользования таблицами рассмотрим сначала столкновения протонов с энергией 1,75 и 2,2 *Бэв* с покоящимся протоном. В этом случае $w = 2{,}781$ для 1,75 *Бэв* и $w = 2{,}948$ для 2,2 *Бэв*. Соответствующие значения f_n равны

$$f_0 = 1, \quad f_1 = 3{,}28, \quad f_2 = 0{,}88, \quad f_3 = 0{,}062 \quad \text{для } 1{,}75 \text{ Бэв},$$

$$f_0 = 1, \quad f_1 = 5{,}53, \quad f_2 = 2{,}49, \quad f_3 = 0{,}30 \quad \text{для } 2{,}2 \text{ Бэв}.$$

Таблица III

Веса различных конечных состояний при столкновении протона и нейтрона для случаев $T=1$ и $T=0$

Конечное состояние	$T=1$ *	$T=0$ *	Число пионов	Число лучей	Вероятности для первичных частиц с энергией	
					1,75 *Бэв*	2,2 *Бэв*
p n	1	1	0	1	12,3	6,0
p p —	1/2	1/3	1	3	15,7	12,9
p n 0	1	1/3	1	1	22,8	18,5
n n +	1/2	1/3	1	1	15,7	12,9
p p — 0	0,8	1/3	2	3	5,3	7,3
p n 0 0	0,6	1/3	2	1	4,6	6,3
p n + —	1,8	1	2	3	13,8	18,9
n n + 0	0,8	1/3	2	1	5,3	7,3
p p — 0 0	0,9	0,4	3	3	0,4	1,0
p p — — +	1,2	0,6	3	5	0,6	1,5
p n 0 0 0	0,6	0,2	3	1	0,2	0,5
p n + — 0	4,2	1,8	3	3	2,0	4,6
n n + 0 0	0,9	0,4	3	1	0,4	1,0
n n + + —	1,2	0,6	3	3	0,6	1,5

* См. «Поправку» на стр. 636 — *Прим. ред.*

Вероятность того, что столкновение приведет к событию одного из типов, перечисленных в первой графе табл. II, равна произведению веса, указанного в графе 2 той же таблицы, на соответствующее f_n. Вычисленные таким образом вероятности, нормированные на 1, приведены в графах 5 и 6.

Аналогичные вычисления могут быть проведены для столкновения нейтронов с энергией 1,75 и 2,2 *Бэв* с протоном. В этом случае следует аналогичным образом вычислить вероятности, соответствующие изотопическому спину 1 и 0, а затем усреднить результаты. Эти средние приведены в графах 6 и 7 табл. III. Например, из табл. III можно видеть, что вероятности появления звезд с 1, 3 и 5 лучами в нейтрон-протонных столкновениях при 1,75 *Бэв* равны 61,3, 37,8 и 0,6%, а при 2,2 *Бэв* — 52,6, 46,2 и 1,5%. Отметим, в частности, очень малую вероятность 5-лучевых звезд при таких энергиях.

В статистике 3-лучевых звезд следует ожидать, что вероятности событий, при которых образуется единственный отрицательный пион, или по крайней мере отрицательный и нейтральный пионы, или положительный и отрицательный пионы, составляют 42, 15 и 43% при 1,75 *Бэв* и 28, 18 и 54% при 2,2 *Бэв*.

Следует подчеркнуть, что все эти числа в лучшем случае могут служить указанием на порядок величины. Ясно, что статистическая теория обсуждаемого типа в лучшем случае может дать качественные результаты. Кроме того, при выводе формулы (1) в A пренебрегалось многими особенностями явления, такими, как статистическая корреляция различных частиц и сохранение момента. Поэтому следует ожидать, что вследствие этого результаты могут содержать заметную ошибку.

Поправка *.

При вычислении обсуждавшихся в статье статистических весов различных состояний был пропущен множитель $1/n!$ (n — число пионов). Вследствие этого статистические веса, приведенные в графе 2 табл. II и графах 2 и 3 табл. III, должны быть разделены на факториалы чисел пионов, указанных в графе 3 табл. II и графе 4 табл. III. Соответствующие изменения должны быть внесены и в вычисленные вероятности для обоих случаев. Эта поправка приводит к уменьшению вероятности событий с высокой множественностью. Например, для нейтрон-протонного столкновения вероятности звезд с 1, 3 и 5 лучами при энергии бомбардировки 1,75 *Бэв* становятся равными 68, 32 и 0,13%; при энергии бомбардировки 2,2 *Бэв* вероятности составляют 62, 38 и 0,3%. Для 3-лучевых звезд вероятность звезды, содержащей единственный отрицательный пион, или по крайней мере отрицательный и нейтральный пионы, или по крайней мере положительный и отрицательный пионы, составляет 61, 11 и 28% при энергии бомбардировки 1,75 *Бэв* и 47, 14 и 39% при энергии бомбардировки 2,2 *Бэв*.

При этом вычислении пренебрегалось возможностью образования дейтрона за счет протон-нейтронной связи, а также упругим дифракционным рассеянием.

---

* Phys. Rev., 1954, 93, 1434.

См. вводные замечания к статьям 123 и 141

145

ГАЛАКТИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ *

Возможное существование магнитных полей, занимающих весь объем Галактики, заинтересовало меня несколько лет тому назад в связи с дискуссией о происхождении космического излучения [1]. Тогда обсуждалась гипотеза об ускорении космических частиц до очень больших энергий при их взаимодействии с галактическим магнитным полем, которое, как постулировалось, заполняет галактическое пространство. Согласно магнитогидродинамическим идеям Альвена, на эти поля должны оказывать сильное влияние турбулентные движения диффузного вещества в Галактике. Действительно, электропроводность такого вещества настолько велика, что боковое смещение магнитных силовых линий относительно вещества фактически произойти не может. Сильное магнитное поле подавляет поперечные составляющие сдвига, обусловленного турбулентным движением, а слабое магнитное поле «уступает» движениям вещества, так что силовые линии вскоре искривляются, образуя весьма причудливую картину.

Заметная поляризация света (наблюдавшаяся Хилтнером и Холлом), приходящего к нам от далеких звезд, интерпретировалась [2] как следствие ориентирования несферических частиц пыли в магнитном поле. Если такого типа трактовка данных верна, то поляризация несет сведения о напряженности и направлении магнитного поля. Измерения Хилтнера [3] показывают, что в окрестности Земли магнитное поле приблизительно параллельно направлению ветви спирали. Это позволяет нам, по-видимому, считать, что ветви спирали могут являться магнитными силовыми трубками. При дальнейшем обсуждении мы будем предполагать, что дело обстоит именно так.

Далее, направление поляризации света от звезд говорит о том, что в нашем районе магнитные силовые линии обнаруживают беспорядочные отклонения от параллельности величиной около 10°. Это заставляет отбросить гипотезу о полном увлечении силовых линий турбулентными движениями межзвездного вещества, так как в этом случае быстро обра-

---

* *Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation.* Astrophys. J., 1954, 119, 1—6. (Шестая Расселовская лекция Американского Астрономического общества, прочитанная в Боулдер, штат Колорадо, 28 августа 1953 г.)

[1] E. Fermi. Phys. Rev., 1949, 75, 1169. (Статья 123.)

[2] Davis, Greenstein. Ap. J., 1951, 114, 206; Spitzer, Tukey. Ap. J., 1951, 114, 187.

[3] Hiltner, Ap. J., 1951, 114, 241.

зовалась бы гораздо более беспорядочная картина силовых линий, чем реально наблюдаемая. Скорее мы должны заключить, что поле достаточно сильно и только немного поддается действию поперечной составляющей турбулентного движения. Действительно, как указал Дэвис, по малым отклонениям поля от параллельности можно оценить, что напряженность магнитного поля составляет около 10^{-5} *гаусс*. Недавно Чандрасекар и я [4] снова рассмотрели эту проблему, приняв во внимание, в частности, баланс между магнитным и гравитационным эффектами в ветвях галактической спирали. Напряженность поля по нашей оценке составляет около $6 \cdot 10^{-6}$ *гаусс*. Вследствие турбулентности силовые линии беспорядочно смещаются в сторону до тех пор, пока магнитное поле не возрастет до такой степени, что вынудит движение вещества в обратном направлении, приводя его в своеобразное, очень беспорядочное колебательное движение. Итак, можно ожидать, что силовые линии будут колебаться в том и другом направлении, а также что вдоль одной и той же силовой линии напряженность поля будет флуктуировать.

Космическая частица, движущаяся по винтовой траектории вдоль этих перемещающихся силовых линий, будет постепенно ускоряться. Механизм ускорения рассматривался в работе [1], но там форма силовых линий предполагалась совершенно непохожей на ту, которую мы принимаем для них сейчас. Космический протон с энергией 10 *Бэв* в магнитном поле $6 \cdot 10^{-6}$ *гаусс* движется по винтовой линии, радиус которой составляет примерно одну треть радиуса земной орбиты. В галактических масштабах это очень маленькая величина. Поэтому траекторию протона с этой или большей энергией вполне допустимо считать спиралью очень малого радиуса, навитой на силовую линию. Изменение общего направления движения (отвлекаясь от очень быстрых изменений при движении по винтовой траектории) может произойти по двум причинам. Во-первых, силовая линия, вдоль которой движется частица, может оказаться искривленной. Изменение направления по этой причине было названо [1] «столкновением типа *б*». Другой тип событий, названный «столкновением типа *а*», происходит в том случае, когда частица при движении по винтообразной траектории попадает в область высокой напряженности поля.

Пусть угол между направлением силовой линии и направлением движения частицы по спирали равен ϑ. Этот угол будет называться «углом шага» частицы. Можно показать, что в статическом магнитном поле величина

$$q = \frac{\sin^2 \vartheta}{H} \tag{1}$$

сохраняет постоянное значение во времени. Поэтому в статическом поле частица не может проникнуть в область, где

$$H > \frac{1}{q}. \tag{2}$$

[4] S. Chandrasekhar, E. Fermi. Ap. J., 1953, **118**, 113. (Статья 141.)

Когда частица подходит к такой области, ее шаг уменьшается до тех пор, пока угол ϑ не станет равным 90°. В этот момент частица отражается и начинает двигаться по спирали в направлении, обратном тому, по которому она пришла.

В переменном магнитном поле энергия частицы может измениться как в результате столкновений типа *а*, так и столкновений типа *б*. Как правило, энергия будет возрастать или убывать в зависимости от того, как будет двигаться нерегулярность поля, являющаяся причиной столкновения,— сближаясь с частицей (встречное столкновение) или удаляясь от нее (столкновения «вдогонку»). Как было показано [1], в среднем энергия стремится возрасти главным образом потому, что встречные столкновения более вероятны, чем столкновения «вдогонку». Тот же самый общий механизм ускорения мы примем и для целей данного рассмотрения, хотя детали механизма будут заметно отличаться от предполагавшихся ранее.

Как было показано [1], под действием такого механизма энергия частицы возрастает со скоростью, пропорциональной — для крайне релятивистских частиц — их энергии. Следовательно, с течением времени энергия E возрастает экспоненциально

$$E(t) = E_0 e^{t/A}. \tag{3}$$

Согласно этому закону, самой большой энергией обладают самые старые частицы.

Время A, необходимое для увеличения энергии в e раз, составляет по оценке [1] около 100 миллионов лет. Если эта оценка верна, то A должно быть сравнимо с интервалом времени B между ядерными столкновениями частицы. В предположении, что ядерное столкновение приводит к фактическому исчезновению частицы, вероятность иметь возраст t для частицы должна составлять

$$e^{-t/B} \frac{dt}{B}. \tag{4}$$

Комбинируя условия (3) и (4), легко найти вероятность того, что наблюдаемая ныне частица обладает энергией E. Эта вероятность должна быть пропорциональна

$$\frac{dE}{E^n}, \tag{5}$$

где

$$n = 1 + \frac{A}{B}. \tag{6}$$

Степенной закон типа (5), где n составляет около 2—3, по-видимому, довольно хорошо согласуется с наблюдаемым энергетическим спектром космического излучения.

Выдвигавшаяся ранее [1] теория может встретить возражения по двум пунктам. Во-первых, согласно современным представлениям, структура

галактического магнитного поля далеко не так беспорядочна, как предполагалось в [1]. Мы попытаемся показать правдоподобность утверждения, что, несмотря на указанное обстоятельство, темп ускорения все-таки может быть достаточно большим. Действительно, как будет рассмотрено позже, для этого необходимо указать процесс ускорения, который в 5—10 раз эффективнее принимавшегося ранее. Вторая трудность связана с тем, что энергетические спектры протонной и ядерной компоненты очень близки. Сечение ядерных столкновений для тяжелых ядер больше, чем для протонов. Поэтому у тяжелых ядер среднее время жизни B будет меньше, а показатель степени n в соотношении (6) — больше.

Эта трудность была бы устранена, если бы процесс, удаляющий частицы из рассмотрения, был одинаково эффективен и для протонов и для более тяжелых ядер, так как в этом случае величина B была бы одинакова для всех видов частиц. Например, при столкновениях со звездами или планетами не существует различия между протонами и ядрами. Однако простая оценка показывает, что вероятность столкновения с такими массивными объектами пренебрежимо мала даже за время, равное возрасту Вселенной. Другим процессом потери космических частиц, одинаково эффективным для протонов и ядер, является диффузия за пределы Галактики. Предположим, например, что силовые линии следуют за ветвями галактической спирали. Полная длина галактической спирали составляет около миллиона световых лет, а частицы движутся со скоростью, почти равной скорости света. Поэтому они могут ускользнуть за пределы Галактики примерно через миллион лет. Конечно, время ускользания будет больше, если частица случайно изменит направление движения, например, в результате столкновения типа a.

Для того чтобы теория приводила к практически одинаковому энергетическому спектру для протонов и ядер космической радиации, необходимо предположить, что время ускользания при диффузии за пределы Галактики заметно меньше времени между ядерными столкновениями. Тогда ускользание будет преобладать над ядерными столкновениями. Мы предположим, что дело обстоит именно так, и для численных примеров несколько произвольно примем, что время ускользания составляет

$$B = 10 \text{ миллионов лет.} \qquad (7)$$

Тогда время ускользания примерно в 10 раз меньше интервала между ядерными столкновениями.

Если принять среднее значение показателя степени n в уравнении (5), равным 2,5, то из соотношения (6) получим

$$A = 1{,}5B = 15 \text{ миллионов лет,} \qquad (8)$$

где A — время увеличения энергии частицы в среднем в e раз. Эта оценка, 15 миллионов лет, заметно меньше полученной ранее [1].

Итак, механизм ускорения статьи [1], по-видимому, надо изменить в двух направлениях: средний свободный путь должен быть гораздо больше (чтобы ускользание частиц из Галактики могло произойти за относительно короткое время), а процесс ускорения должен быть гораздо быстрее. На первый взгляд, эти два требования противоречивы, и, может быть, они действительно противоречивы. С другой стороны, существует механизм ускорения, который потенциально гораздо эффективнее остальных. Этот процесс обсуждался в работе [1] и был отвергнут как маловажный по соображениям, которые будут вскоре изложены. Я намереваюсь критически рассмотреть эти соображения и решить дело в пользу этого механизма ускорения.

Заметим прежде всего, что те сведения, которыми мы теперь располагаем об общей форме магнитного поля, позволяют считать столкновения типа *б* достаточно несущественными. Поэтому сосредоточим свое внимание на столкновениях типа *а*. Напомним, что они происходят тогда, когда частица наталкивается на область большой напряженности поля, где выполняется условие (2). Частица, оказавшаяся между двумя такими областями, будет поймана в ловушку, которая занимает отрезок силовой линии между этими областями. Если это произойдет, то энергия частицы будет меняться со временем гораздо быстрее, чем обычно. Энергия будет уменьшаться или увеличиваться в зависимости от того, удаляются друг от друга или сближаются «челюсти» этой ловушки.

Пусть средняя напряженность магнитного поля равна H, а максимальная напряженность поля на силовой линии, где может произойти отражение типа *а*, составляет $H_{\text{макс}}$. Если угол шага для частицы в среднем поле равен ϑ, то отражение могут испытать только те частицы, у которых

$$\vartheta > \chi, \tag{9}$$

где

$$\sin\chi = \sqrt{\frac{H}{H_{\text{макс}}}}. \tag{10}$$

Простые вычисления показывают, что когда частица с $\vartheta > \chi$ оказывается в ловушке, то и ее энергия, и угол шага будут меняться со временем, но произведение

$$E\sin\vartheta \tag{11}$$

остается приблизительно постоянным. Частица может ускользнуть из ловушки только тогда, когда ϑ уменьшится настолько, что условие (9) перестает выполняться. При таком процессе энергия должна возрасти в

$$\frac{\sin\vartheta}{\sin\chi} \tag{12}$$

раз. Этот процесс может привести к заметному выигрышу энергии за от-

носительно короткое время. Например, если «челюсти» ловушки находятся на расстоянии 10 световых лет и движутся навстречу друг другу со скоростью 10 *км/сек* каждая, то время, необходимое для возрастания энергии на 10%, составляет всего несколько десятков тысяч лет.

Разумеется, будут попадаться и раздвигающиеся «челюсти», что приводит не к выигрышу, а к потере энергии. Но в этом случае ϑ будет возрастать и частица сможет легче захватиться подобными ловушками. Процесс ускорения закончится только тогда, когда энергия возрастет до такого значения, что ϑ станет меньше χ, так как только в этом случае частица будет в состоянии пройти без отражения через случайные максимумы напряженности поля, которые могут встретиться на ее пути.

Когда это условие достигается, то процесс ускорения становится крайне медленным. Действительно, если величина q в равенстве (1) была бы точным интегралом движения, то частица продолжала бы двигаться по спирали в одном и том же направлении и в конечном счете ускользнула бы из Галактики. Именно по этой причине процессу ускорения в ловушке ранее [1] не придавалось большого значения. Роль этого процесса может стать значительной только в том случае, если существует механизм, способный привести к возрастанию угла шага после того, как он после процесса ускорения в ловушке стал малым. В этом случае вновь заработает механизм ловушки и энергия может быть вновь увеличена.

Оказывается, что q является практически постоянной величиной, если частица не попадается в ловушку и не существует резких изменений магнитного поля во времени или в пространстве. Когда я ранее рассматривал ускорение космических частиц в магнитных полях, то мне не было известно о возможном существовании разрывов поля, и поэтому я не считал ловушки определяющим фактором. Я намереваюсь теперь показать, что отсутствие непрерывности в направлении магнитного поля не должно быть очень редким явлением в Галактике.

Недавно Гоффман и Теллер [5] рассмотрели особенности магнитогидродинамических ударных волн. В частности, они показали, что в районе ударной волны вероятны резкие изменения направления и интенсивности поля. Невольно напрашивается отождествление границ многих облаков галактического диффузного вещества с фронтами ударных волн. Если это верно, то перед нами источник магнитных разрывов. Многие из этих разрывов, вероятно, довольно малы. Однако либо их кумулятивный эффект, либо встреча с разрывом, случайно оказавшимся большим, поведут к возвращению угла шага (который в результате предшествующего ускорения в ловушке принял малое значение) к статистическому распределению, соответствующему изотропности направлений движения частицы. В этот момент частица готова для нового цикла ускорения в ловушке.

Уровень наших знаний о галактических магнитных полях, вероятно, еще недостаточен для реалистического обсуждения предложенного здесь

[5] de H o f f m a n, T e l l e r. Phys. Rev., 1950, 80, 692.

механизма. Тем не менее мне хотелось бы привести набор параметров, видимо, совместимый с существующими сведениями. Предположим, что некую часть времени частица имеет $\vartheta < \chi$ и движется по спирали вокруг силовой линии в одном и том же направлении, не попадая в ловушки. Пусть частица, находящаяся в этом состоянии, проходит вдоль силовой линии расстояние, равное в среднем λ. После того как средний путь λ будет пройден, угол ϑ для частицы снова примет большое значение, и в течение некоторого времени частица будет часто захватываться в ловушки, пока ее энергия не возрастет в f раз, а ϑ уменьшится и станет меньше χ. Затем этот процесс повторяется снова. Пусть средняя длительность одного такого цикла равна T. Тогда время A, требующееся для ускорения в e раз, равно

$$A = \frac{T}{\ln f}. \tag{13}$$

Время ускользания B можно оценить следующим образом. Пусть L — длина «распрямленной» Галактики. Движение частицы по отрезку длины L может быть описано как случайные блуждания с шагами длительностью T. Среднее смещение частицы за один шаг в первом приближении равно λ, так как во время фазы ускорения частица часто меняет направление движения и далеко не смещается. Оценивая B с помощью теории диффузии, находим

$$B = \frac{T\,(L/\lambda)^2}{\pi^2}. \tag{14}$$

К значениям $A = 15$ миллионов лет и $B = 10$ миллионов лет приводит следующий набор параметров:

$$L = 1{,}3\cdot 10^{24}\,\textit{см}, \qquad \lambda = 2\cdot 10^{23}\,\textit{см},$$
$$T = 2{,}3\cdot 10^{6}\,\text{лет}, \qquad f = 1{,}17.$$

Конечно, приведенные здесь значения могут лишь указать на возможные порядки величины этих параметров. Надежные значения этих параметров можно установить только в результате гораздо более основательного обсуждения реальных условий, существующих в Галактике.

Теперь следует обсудить еще два важных вопроса. Во-первых, должен существовать механизм инжекции, способный ввести в межзвездное пространство необходимое число частиц, энергия которых достаточно велика для того, чтобы рассмотренный механизм ускорения включился в работу. Эта проблема обсуждалась ранее [1], но не было достигнуто определенного заключения. Поскольку механизм ускорения галактическим магнитным полем, выдвинутый здесь, заметно быстрее рассматривавшегося ранее [1], то требования к инжекции становятся несколько менее жесткими. Тем не менее механизм инжекции должен быть очень мощен. Полученные недавно сведения об испускании Солнцем частиц, похожих на космичес-

ские, указывают на звезды, или, может быть, на звезды специфических типов, как на наиболее вероятные инжекторы.

Второй вопрос касается энергетического баланса турбулентности межзвездного газа. Если космическая радиация действительно ускользает из Галактики за время порядка 10 миллионов лет, то необходимо, чтобы за время существования Вселенной несколько сот раз происходило восполнение энергии этой радиации. Простая оценка показывает, что энергия, присутствующая в Галактике в форме космических лучей, сравнима с кинетической энергией турбулентности межзвездного газа. Согласно развиваемой теории, ускорение космических лучей происходит за счет турбулентной энергии, которая, следовательно, должна постоянно черпаться из некоторого весьма обильного источника. Таким источником, может быть, является небольшая доля энергии, излучаемой звездами.

В заключение я хотел бы подчеркнуть, что независимо от деталей механизма ускорения космические лучи и магнитные поля в Галактике должны рассматриваться как факторы, имеющие первостепенное значение для равновесия межзвездного газа.

К статье 146

После войны, во время одного из своих частых посещений Лос-Аламоса, Ферми заинтересовался развитием и потенциальными возможностями электронных вычислительных машин. Он неоднократно обсуждал со мной характер будущих задач, которые можно было бы решать с помощью таких машин. Мы решили подобрать ряд задач для эвристической работы, когда в отсутствие замкнутых аналитических решений экспериментальная работа на ЭВМ, возможно, помогла бы понять свойства решений. Особенно плодотворным это могло бы оказаться в случае задач, касающихся асимптотического — долговременного или «глобального» — поведения нелинейных физических систем. Кроме того, подобного рода эксперименты на вычислительных машинах обладали бы, по крайней мере, тем достоинством, что в них были бы четко сформулированы все постулаты. Это не всегда имеет место в случае реальных физических объектов или моделей, когда, возможно, не все допущения осознаются до конца.

Ферми часто высказывал мнение, что будущие фундаментальные физические теории могут включать нелинейные операторы и уравнения и что поэтому было бы полезно попрактиковаться в математике, необходимой для понимания нелинейных систем. План состоял в том, чтобы начать с простейшей, по возможности, физической модели и изучить результаты расчета ее долговременного поведения. Затем можно было бы постепенно увеличивать общность и сложность решаемых на машине задач. Лос-аламосский отчет LA-1940 (статья 146) представляет собой результат самой первой такой попытки. Эту работу мы начали планировать летом 1952 г., а следующим летом выполнили расчеты. Во время обсуждений, предшествовавших постановке задачи и ее счету на машине, в качестве следующего этапа мы рассматривали двумерный вариант решаемой задачи. Затем можно было бы решить чисто кинематические задачи, как, например, задачу о движении цепи точек, которые под действием только сил натяжения (в отсутствие внешних сил) движутся по гладкой плоскости, бесконечно сворачиваясь и запутываясь. Решение всех этих задач послужило бы подготовкой к установлению в конечном счете модели движений системы, в которой должно было бы наблюдаться «смешивание» и «турбулентность». Целью всего этого явилось получение *скоростей* смешивания и «термализации» в надежде, что результаты расчета смогут дать намеки на будущую теорию. Пожалуй, можно высказать догадку, что одна из побудительных причин такого выбора задач идет от давнего интереса Ферми к эргодической теории. Действительно, одна из его ранних работ (статья 10) является важным вкладом в эту теорию.

Здесь следует подчеркнуть, что всего за одно лето Ферми очень быстро научился *программировать* задачи для ЭВМ и мог не только спланировать общую схему расчета, но и самостоятельно провести подробное программирование всей задачи.

Результаты вычислений (проведенных на старой машине «Maniac») оказались интересными и весьма неожиданными для Ферми. По его мнению, эти результаты явились некоторым откровением: из них вытекало, что общепринятое убеждение в универсальности «смешивания и термализации» в нелинейных системах может быть не всегда обосновано.

Теперь несколько слов о последующей истории этой нелинейной задачи. В 1956—1957 гг. с помощью расчетов на ЭВМ был исследован ряд других вариантов таких фи-

зических систем Результаты самой первой статьи я сообщал несколько раз на встречах ученых; по-видимому, они вызвали заметный интерес у математиков и физиков: к настоящему времени существует небольшая литература по этому вопросу. Самые последние результаты получил Н. Забуски (Exact Solutions for the Vibrations of a non-linear continuous string. A.E.C. Research and Development Report. MATT-102. Plasma Physics Laboratory, Princeton University, October 1961). Его аналитическая работа, кстати говоря, обнаруживает хорошее согласие численных расчетов с непрерывным решением вплоть до точки, где обнаруживается разрывность производных, и аналитическую работу нужно модифицировать. Отсюда получается еще одно указание на то, что обнаруженное явление не связано с численными ошибками алгоритма вычислительной машины, но, по-видимому, составляет реальное свойство динамической системы.

В 1961 г. на более современных и быстродействующих машинах первоначальная задача была исследована для еще бóльших интервалов времени. Дж. Так и М. Мензел обнаружили, что если продолжить вычисления за момент первого «возвращения» системы к своим начальным условиям, то этот возврат оказывается не полным. Полная энергия снова концентрируется, по существу, в первой компоненте Фурье, однако в высших модах остается еще один-два процента полной энергии. Если расчет продолжить, то к концу следующего большого цикла «ошибка» (отклонение от первоначальных исходных условий) возрастает и составляет около трех процентов. Продолжая расчет далее, можно найти, что отклонение растет: после восьми больших циклов отклонение составляет до восьми процентов; но после этого положение изменяется на обратное! Еще через восемь циклов, т. е. всего через шестнадцать циклов, система очень близко подходит к своему исходному состоянию — отличие не превышает одного процента! Такой сверхцикл составляет еще одно удивительное свойство нашей нелинейной системы.

Статья 146 — не единственная работа, выполненная мной совместно с Ферми. Летом 1950 г. мы занимались исследованием хода термоядерной реакции в некотором объеме дейтерия и написали все еще засекреченный отчет LA-1158. Эта задача чрезвычайно сложна математически: в нее входят гидродинамика движения вещества и гидродинамика энергии излучения, которые «осложняются» различными реакциями между ядрами, причем вероятности и свойства этих реакций зависят, например, от температуры, плотности и меняющейся геометрии вещества. Цель этой работы состояла в том, чтобы с помощью схематической, но все же достаточно детальной картины эволюции всех этих физических процессов составить представление о развитии такой реакции. Это дополняло нашу с Эвереттом предыдущую работу, которая касалась проблемы «поджога» массы дейтерия. Предполагая, что реакция каким-то образом вспыхнула в некотором большом объеме, мы пытались оценить перспективы развития уже начавшейся реакции. Ввиду невозможности точного расчета бесчисленных геометрических и термодинамических факторов, пришлось ввести много любопытных схематизаций и упрощений в описание этого процесса. Результаты наших расчетов относительно шансов дальнейшего развития реакции оказались отрицательными, и этот отчет сыграл важную роль в том, чтобы направить воображение и энергию на поиски другой схемы реализации водородной реакции. Такая схема действительно была найдена позднее на другой основе. Все вычисления, на которые опиралась эта

работа, были проведены на настольных вычислительных машинах и логарифмических линейках. Последующая солидная и продолжительная работа на ЭВМ (организованная и выполненная фон Нейманом, Ф. и Ч. Эвансами и другими) подтвердила основные черты (качественно и в достаточной мере количественно) поведения системы, каким оно было рассчитано и предсказано в нашем отчете — комбинации интуитивных оценок, схематизированных уравнений и расчетов «на пальцах».

С. Улам

146

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЗАДАЧ*

(Совместно с Дж. Пастой и С. Уламом)

На лос-аламосском компьютере «Maniac I» изучена одномерная динамическая система из 64 частиц, причем действующие между соседними частицами силы содержат нелинейные члены. Рассматриваемые нелинейные члены являются квадратичными, кубическими и кусочно-линейными. Результаты разлагаются по компонентам Фурье и нанесены на графики в зависимости от времени.

Результаты обнаруживают (если вообще обнаруживают) очень слабую тенденцию к равномерному распределению энергии по степеням свободы.

Последние несколько примеров были рассчитаны в 1955 г. После безвременной кончины профессора Э. Ферми в ноябре 1954 г. вычисления были продолжены в Лос-Аламосе.

Это сообщение должно быть первым из целого ряда отчетов, касающихся поведения некоторых нелинейных физических систем, в которые нелинейность введена как возмущение исходной линейной задачи. Поведение таких систем изучается для интервалов времени, больших по сравнению с характерными периодами соответствующих линейных задач.

Рассматриваемые задачи, по-видимому, не допускают аналитических решений в замкнутой форме, и эвристическая работа была выполнена численно на быстродействующей электронной вычислительной машине («Maniac I») в Лос-Аламосе[1]. Эргодическое поведение таких систем изучалось прежде всего для того, чтобы экспериментально установить скорость приближения к равномерному распределению энергии по различным степеням свободы системы. Будет рассмотрено несколько задач в порядке возрастания их сложности. Эта статья посвящена только самой простой из них.

---

* *Studies of non Linear Problems.* (With J. Pasta and S. Ulam.) Документ LA-1940 (Май 1955 г.).

[1] Мы благодарим мисс Мэри Цзингу за быстрое программирование задач и проведение расчетов на машине «Maniac» в Лос-Аламосе.

Представим себе одномерный континуум с фиксированными концами и с силами, действующими на элементы такой струны. В дополнение к обычному линейному члену, выражающему зависимость силы от смещения элемента, эта сила содержит члены более высокого порядка. Для численных расчетов этот континуум заменяется конечным числом точек (в наших реальных расчетах их было, самое большее, 64), так что уравнение в частных производных, которое определяет движение струны, заменяется конечным числом обычных дифференциальных уравнений. Таким образом, у нас имеется динамическая система из 64 частиц с силами, действующими между соседними частицами, причем конечные точки фиксированы. Если x_i означает смещение i-й точки от ее начального положения, α — коэффициент при квадратичном члене силы, которая действует между соседними точечными массами, а β — аналогичный коэффициент при кубическом члене, то уравнения будут иметь вид

$$\ddot{x}_i = (x_{i+1} + x_{i-1} - 2x_i) + \alpha\,[(x_{i+1} - x_i)^2 - (x_i - x_{i-1})^2] \qquad (i = 1, 2, \ldots, 64), \tag{1}$$

или

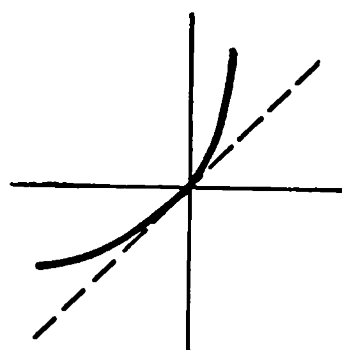
$$\ddot{x}_i = (x_{i+1} + x_{i-1} - 2x_i) + \beta\,[(x_{i+1} - x_i)^3 - (x_i - x_{i-1})^3] \qquad (i = 1, 2, \ldots, 64). \tag{2}$$

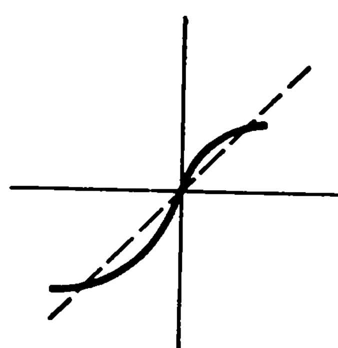
При этом α и β выбираются так, чтобы при максимальном смещении нелинейный член был мал, например, порядка одной десятой линейного. Соответствующее уравнение в частных производных, которое получается, когда число частиц становится бесконечным, является обычным волновым уравнением плюс нелинейные члены сложной природы.

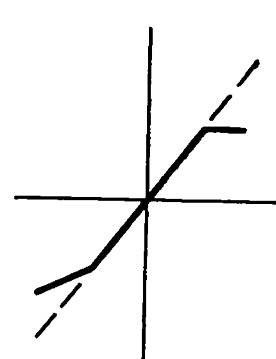
Недавно был изучен другой случай:

$$\ddot{x}_i = \delta_1 (x_{i+1} - x_i) - \delta_2 (x_i - x_{i-1}) + c, \tag{3}$$

где параметры δ_1, δ_2, c были не константами, но принимали различные значения в зависимости от того, оказываются ли величины в скобках меньше или больше некоторого заранее фиксированного значения. Такое условие равносильно заданию силы в форме кусочно-линейной функции смещения. Такая функция в какой-то мере воспроизводит кубическую зависимость. На приведенных графиках представлена сила как функция смещения для трех случаев.


Квадратичная


Кубическая


Кусочнолинейная

Решение соответствующей линейной задачи представляет собой периодические колебания струны. Если начальным положением струны является, скажем, простая синусоидальная волна, то струна будет бесконечно осциллировать в этой моде. Цель наших вычислений состояла в том, чтобы, исходя из простой конфигурации струны, например, из первой моды (или в других задачах из комбинации нескольких низших мод), проследить, каким образом под действием нелинейных сил, возмущающих периодическое линейное решение, струна будет принимать все более сложную форму, и при t, стремящемся к бесконечности, перейдет в состояния, в которых становятся существенными все фурье-компоненты. С этой целью форма струны, т. е. x как функция i, и кинетическая энергия как функция i подвергались разложению в ряды Фурье. Поскольку эту задачу можно считать динамической, такое разложение сводится к лагранжевой замене переменных: вместо исходных $\dot{x}_i$ и x_i $(i = 1,2, \ldots, 64)$ мы можем ввести a_k и $\dot{a}_k$ $(i = 1,2, \ldots, 64)$, где

$$a_k = \sum x_i \sin \frac{ik\pi}{64}. \tag{4}$$

В задаче с квадратичной силой сумма кинетической и потенциальной энергий равна

$$E_{x_i}^{\text{кин}} + E_{x_i}^{\text{пот}} = \frac{1}{2}\dot{x}_i^2 + \frac{(x_{i+1} - x_i)^2 + (x_i - x_{i-1})^2}{2} \tag{5а}$$

и

$$E_{a_k}^{\text{кин}} + E_{a_k}^{\text{пот}} = \frac{1}{2}\dot{a}_k^2 + 2a_k^2 \sin^2 \frac{\pi k}{128}, \tag{5б}$$

если пренебречь вкладом в потенциальную энергию за счет квадратичного или высших членов, описывающих силу. В нашем случае это составляет, самое большее, несколько процентов.

Расчет движения проводился по переменным x, и каждые несколько сотен циклов по приведенным выше формулам вычислялись величины, относящиеся к переменным a. Здесь следует заметить, что расчет движения можно провести непосредственно по переменным a_k и $\dot{a}_k$; однако в таком случае формулы становятся громоздкими и вычисления, даже на электронной вычислительной машине, заняли бы много времени. Расчет по переменным a_k мог бы быть более полезным, если бы требовалось непосредственное наблюдение за их взаимодействием между собой. В ближайшем будущем предполагается провести несколько таких расчетов, чтобы наблюдать свойства уравнений для $\ddot{a}_k$ более непосредственно.

Здесь можно сказать, что результаты наших расчетов обнаруживают такие особенности, которые с самого начала представлялись нам удивительными. Во всех задачах вместо постепенного, непрерывного перекачивания энергии из первой моды в более высокие обнаруживается совершенно иное поведение. Начав с задачи с квадратичной силой и чистой синусоидальной волной в качестве исходного положения, мы действительно сначала заметили постепенное возрастание энергии в более высоких

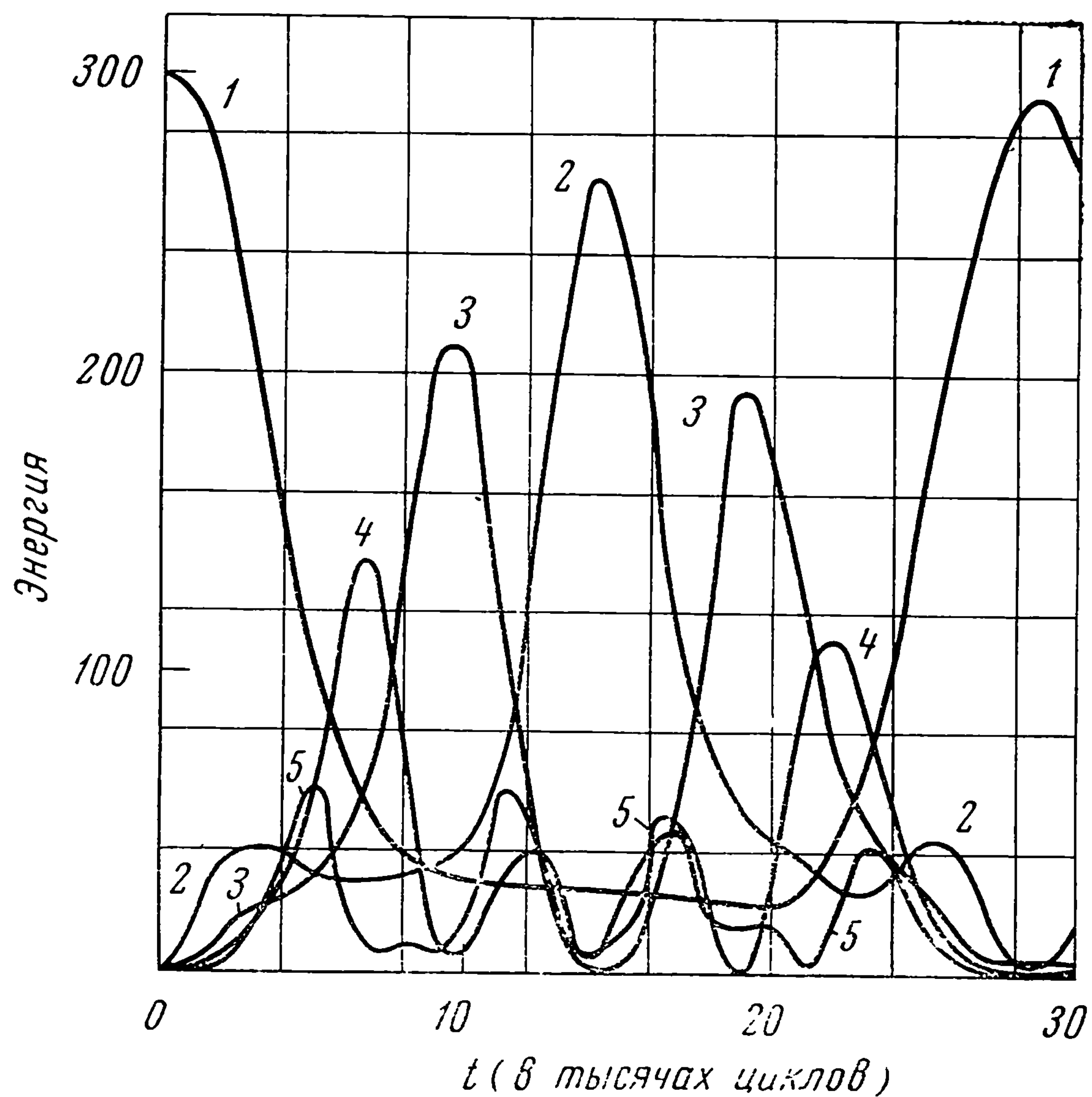
модах, что и предсказывалось (например, Релеем в инфинитезимальном анализе). Мода 2 начинает расти первой, за ней следует мода 3 и т. д. Однако позднее такое постепенное деление энергии между последовательными модами прекращается. Вместо этого осуществляется преобладание какой-то из мод. Например, мода 2 начинает довольно быстро расти за счет остальных и становится преобладающей. В какой-то момент она обладает энергией, большей, чем у всех других вместе взятых! Затем эта роль переходит к моде 3. Такой обмен энергией происходит лишь между несколькими первыми модами и происходит он довольно регулярным образом. Наконец, через большое время мода 1 достигает своего начального значения (отличаясь от нее не более чем на 1%), так что система, по-видимому, является почти периодической. Все наши задачи имеют по крайней мере одну эту общую черту. Вместо монотонного роста всех высших мод перераспределение энергии происходит, по существу, только между некоторыми из них. Поэтому получение скорости «термализации» или смешивания в нашей задаче оказывается очень трудным, а это было начальной целью вычислений.

Если на эту задачу взглянуть с точки зрения статистической механики, то ситуацию можно было бы описать следующим образом: фазовое пространство точки, представляющей нашу систему в целом, обладает большим числом измерений. Лишь очень малая часть объема этого пространства представляется областями, где только одна или несколько мод Фурье делят между собой почти всю имеющуюся энергию. Если бы наша система с нелинейными силами, действующими между соседними точками, могла служить хорошим примером трансформации фазового пространства (эргодического или метрически транзитивного), то траектория почти любой точки должна была бы равномерно заполнять все фазовое пространство. С подавляющей вероятностью это должно было бы также выполняться и для точки, которая в момент времени $t = 0$ представляет нашу начальную конфигурацию; бо́льшую часть времени эта точка должна была бы находиться в областях, отвечающих равномерному распределению энергии между различными степенями свободы. Как будет видно из результатов, это едва ли имеет место. Мы нанесли на графики (рис. 1—7) эргодические времена пребывания системы в некоторых субконфигурациях нашего фазового пространства. Они могут указывать на некую тенденцию к достижению пределов, что утверждается эргодической теоремой. Эти пределы, однако, не соответствуют, по-видимому, равномерному распределению даже в среднем по времени. Видно, что тенденция, если таковая имеется, к равномерному распределению энергии по степеням свободы в данный момент времени является очень слабой. Иными словами, система определенно не обнаруживает смешивания [2].

Общим для наших расчетов является следующее. В каждой задаче в момент времени $t = 0$ система выходит из состояния покоя. Разумеется,

[2] Нужно отличать метрическую транзитивность, или эргодическое поведение, от более сильного свойства смешивания.

Рис. 1. На графике представлена энергия (кинетическая плюс потенциальная в каждой из первых пяти мод). Единицы энергии произвольны. $N = 32$, $\alpha = 1/4$, $\delta t^2 = 1/8$. Начальная форма струны — одиночная синусоидальная волна. Энергия высших мод никогда не превышает 20 наших единиц энергии. Просчитано около 30 000 расчетных циклов.



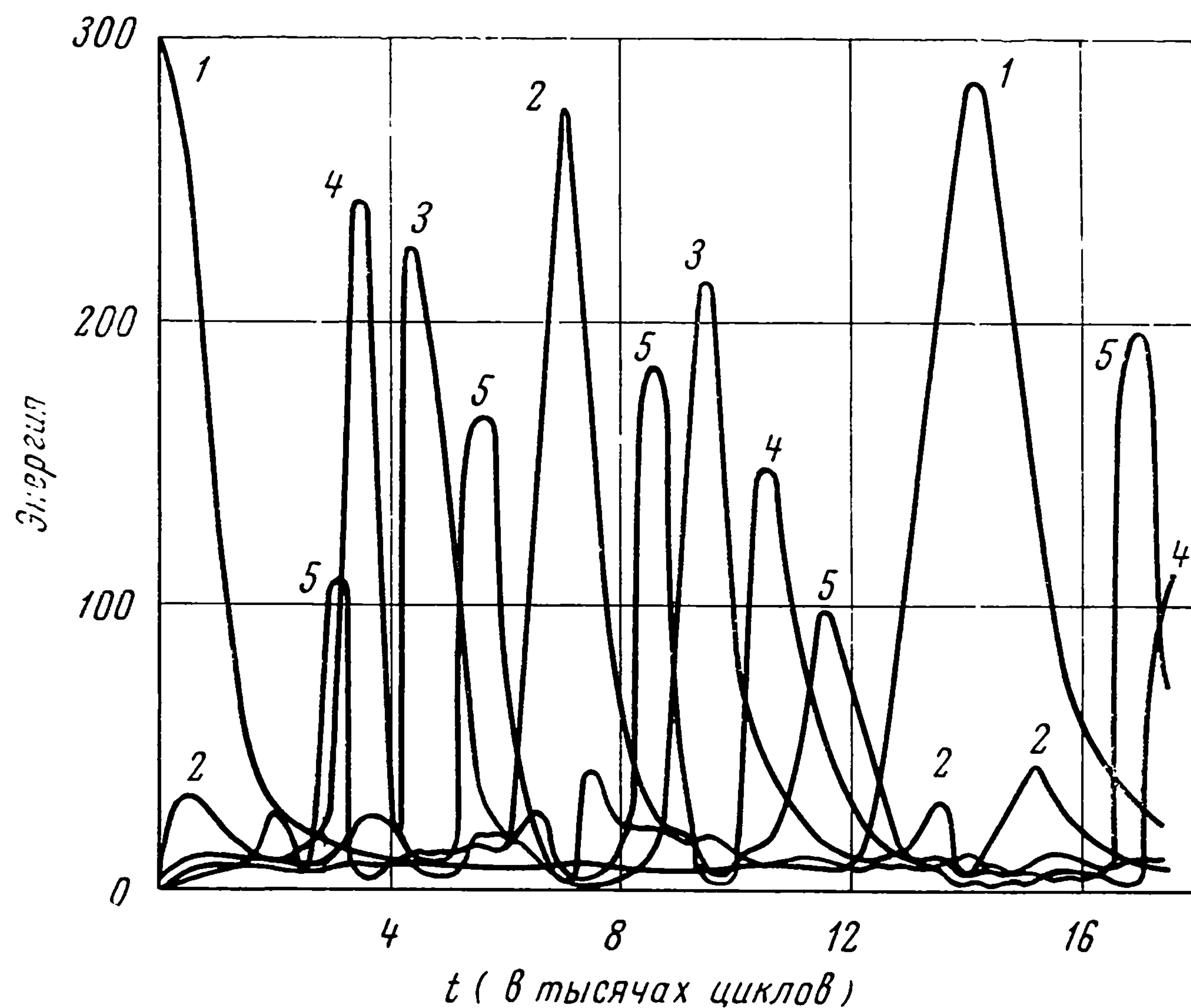


Рис. 2. Те же условия, что и для рис. 1, однако с более сильным квадратичным членом: $\alpha = 1$. Просчитано около 14 000 циклов

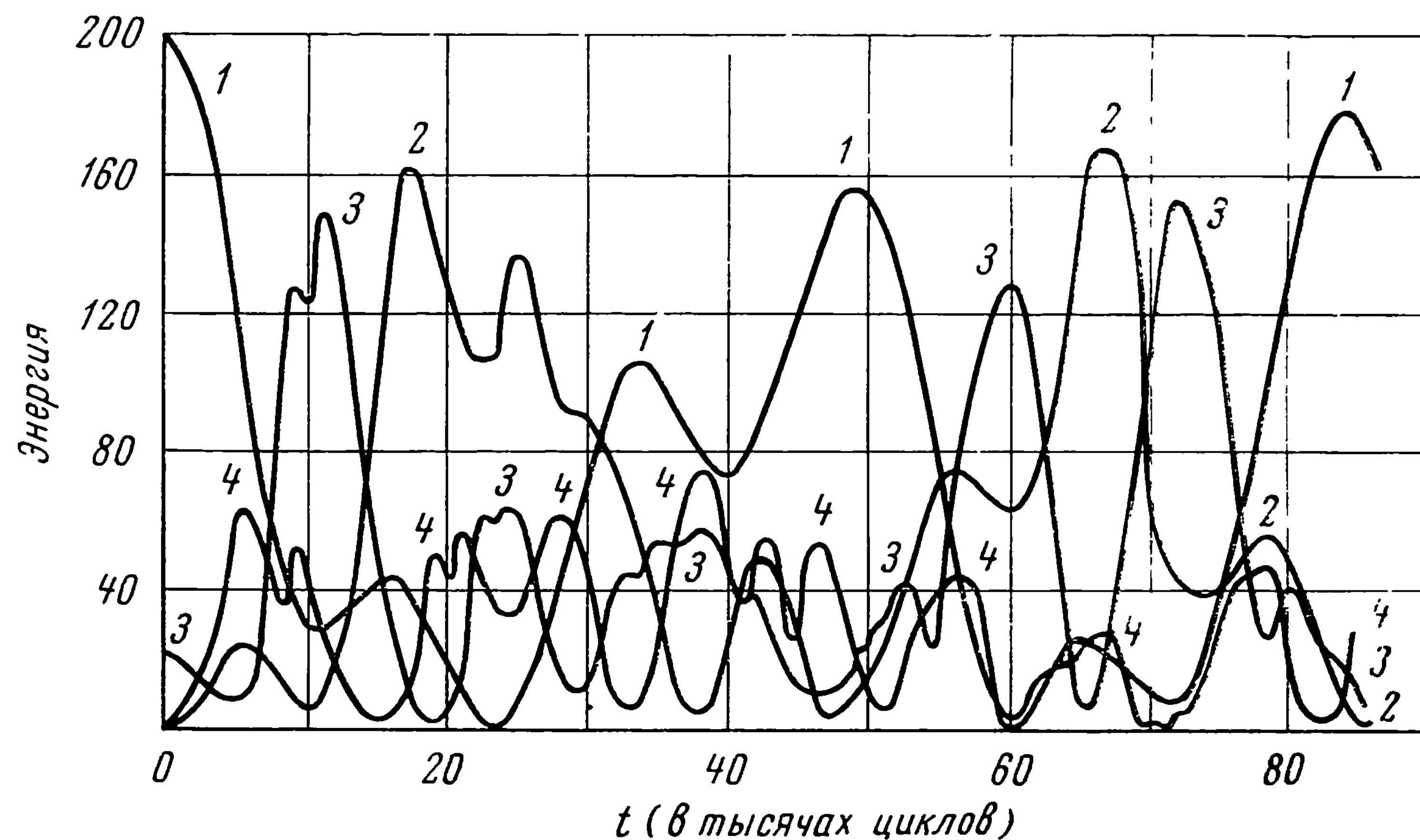


Рис. 3. Те же условия, что и для рис. 1, но начальной конфигурацией струны была волна «пилообразной» треугольной формы. Поэтому уже при $t = 0$ энергия представлена в нескольких модах помимо первой. Однако мода 5 и более высокие никогда не превышают наших 40 единиц

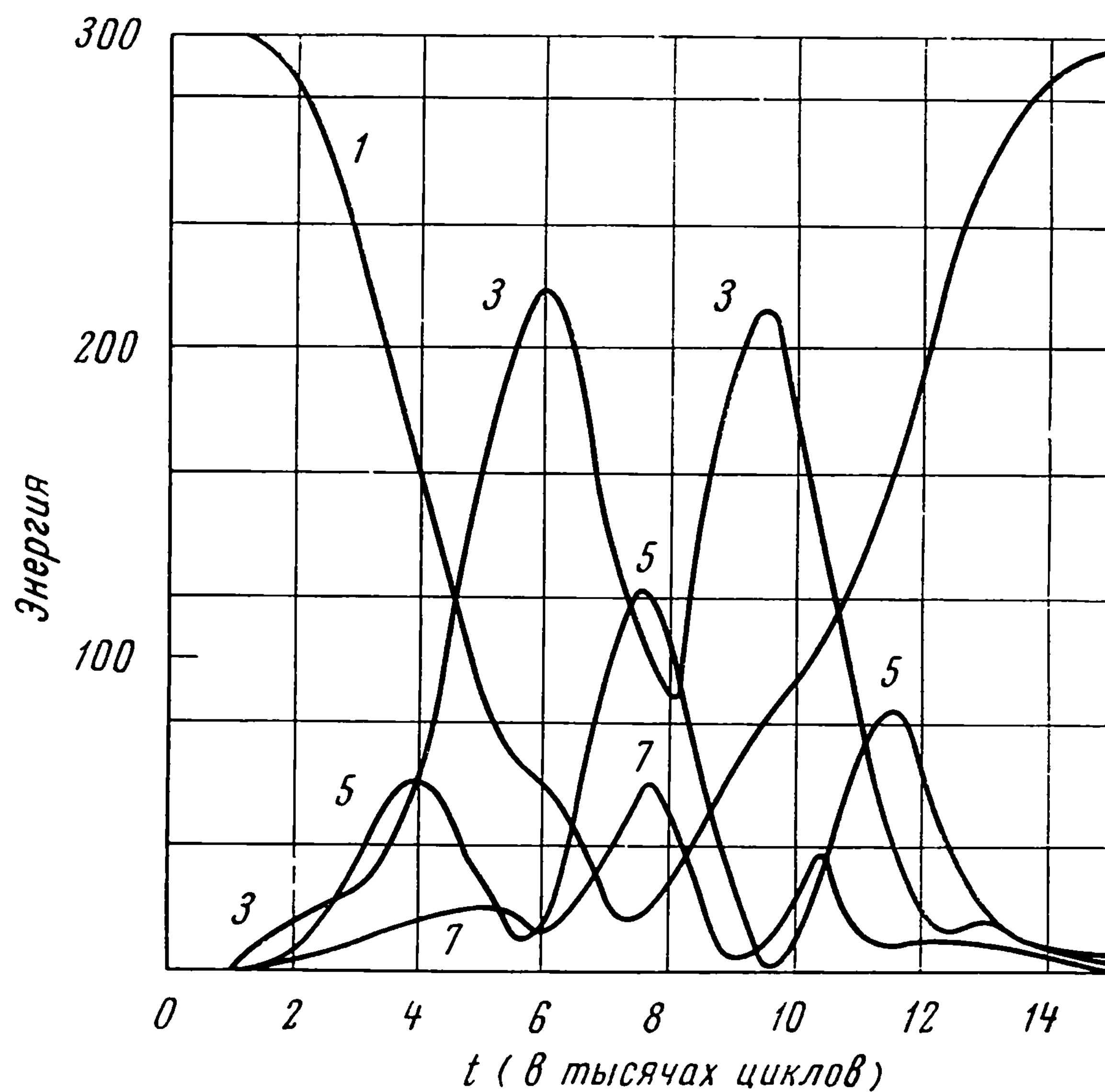


Рис. 4. Начальная конфигурация предполагалась в виде одиночной синусоидальной волны; сила содержит кубический член с $\beta = 8$ и $\delta t^2 = 1/8$. Поскольку кубическая сила действует симметрично (в противоположность квадратичной силе), струна всегда будет сохранять свою симметрию, и эффективное число частиц для расчета есть $N = 16$. Четные моды будут обладать нулевой энергией

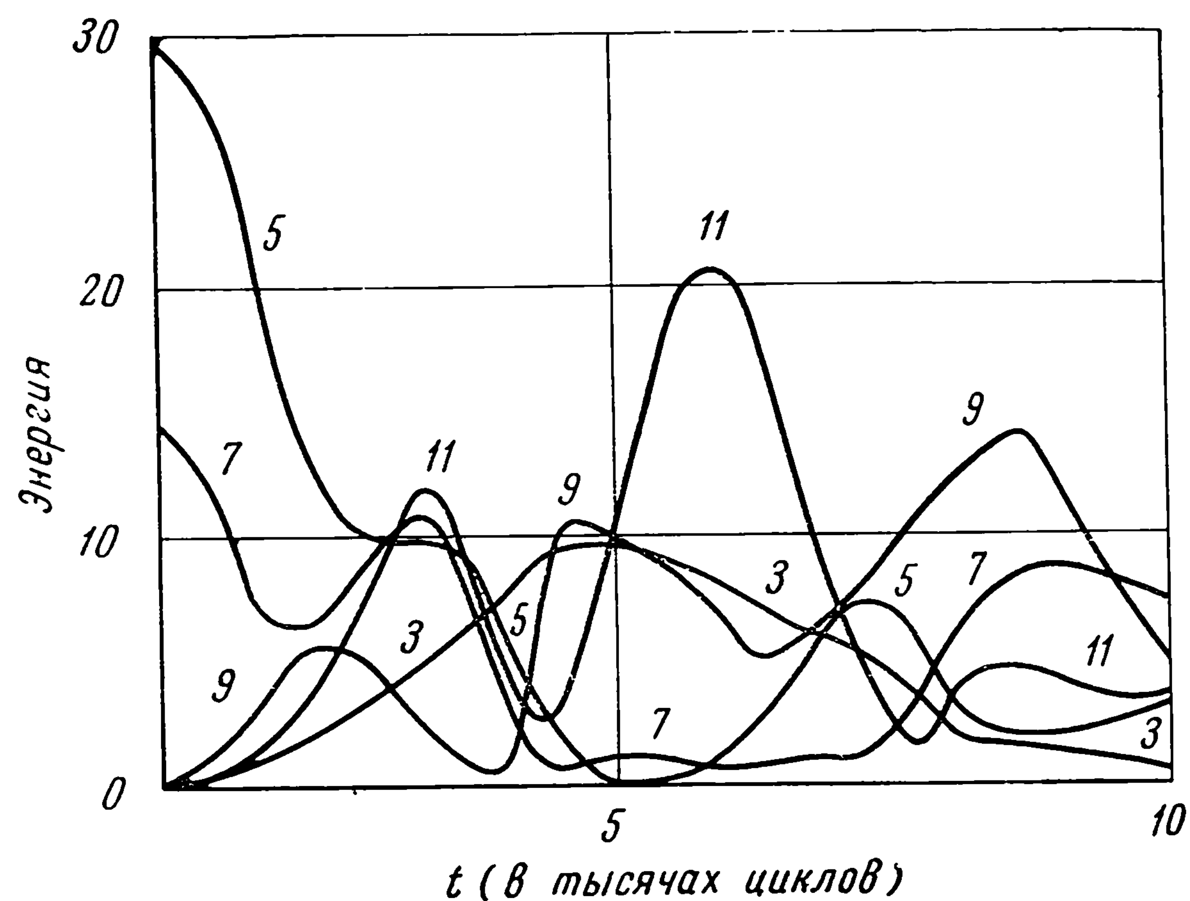


Рис. 5. $N = 32$; $\delta t^2 = 1/64$; $\beta = 1/16$. **Начальная конфигурация представляла собой комбинацию двух мод. Начальная энергия выбиралась равной 2/3 в моде 5 и 1/3 в моде 7**

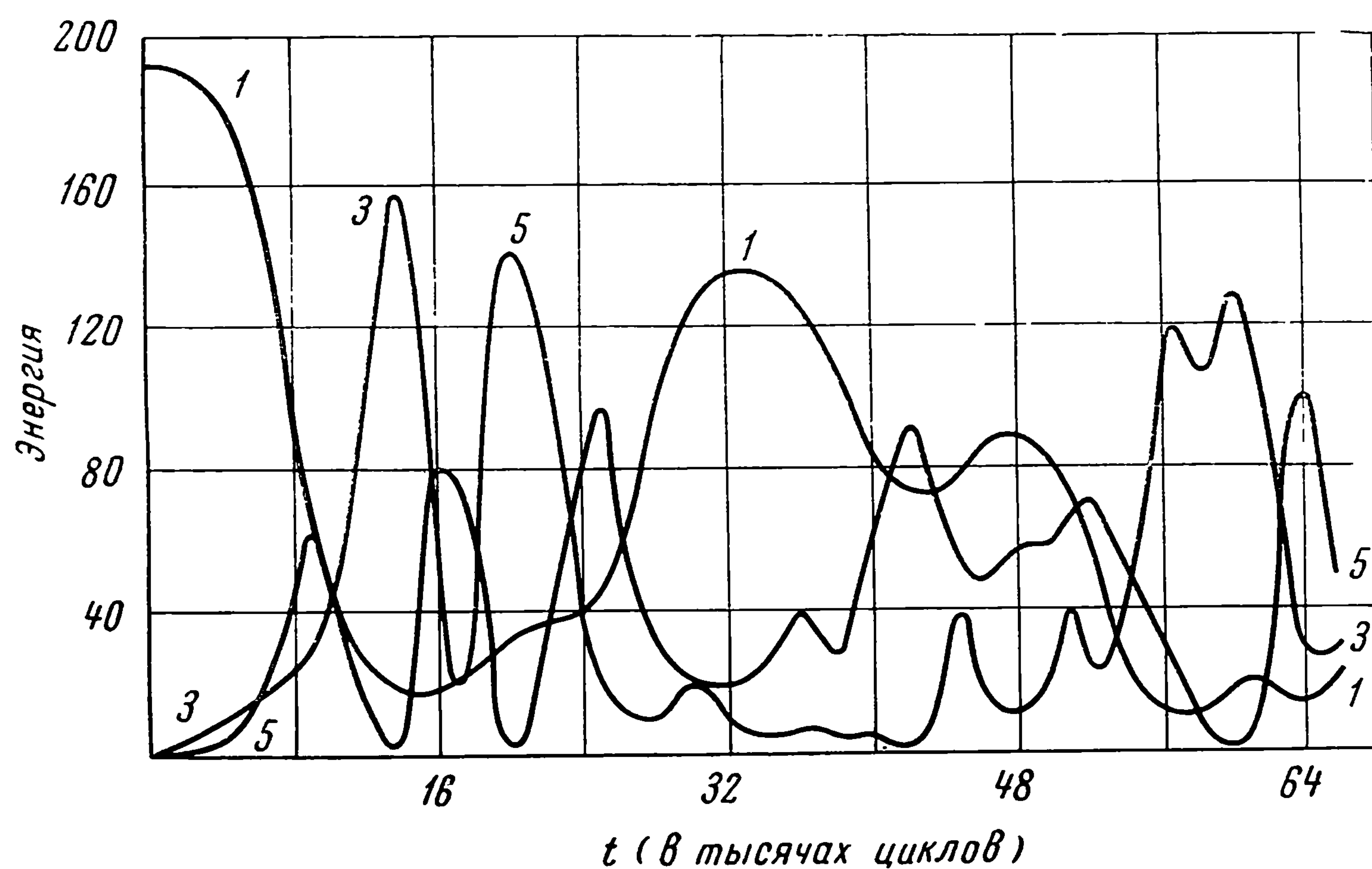


Рис. 6. $\delta t^2 = 2^{-6}$. **Сила была взята в виде кусочно-линейной функции смещения. Амплитуда, при которой меняется наклон, выбиралась равной** $2^{-5} \div 2^{-7}$ **максимальной амплитуды. После этого обрезания сила считалась еще линейной, но с возросшим на 25% наклоном. Эффективное** $N = 16$

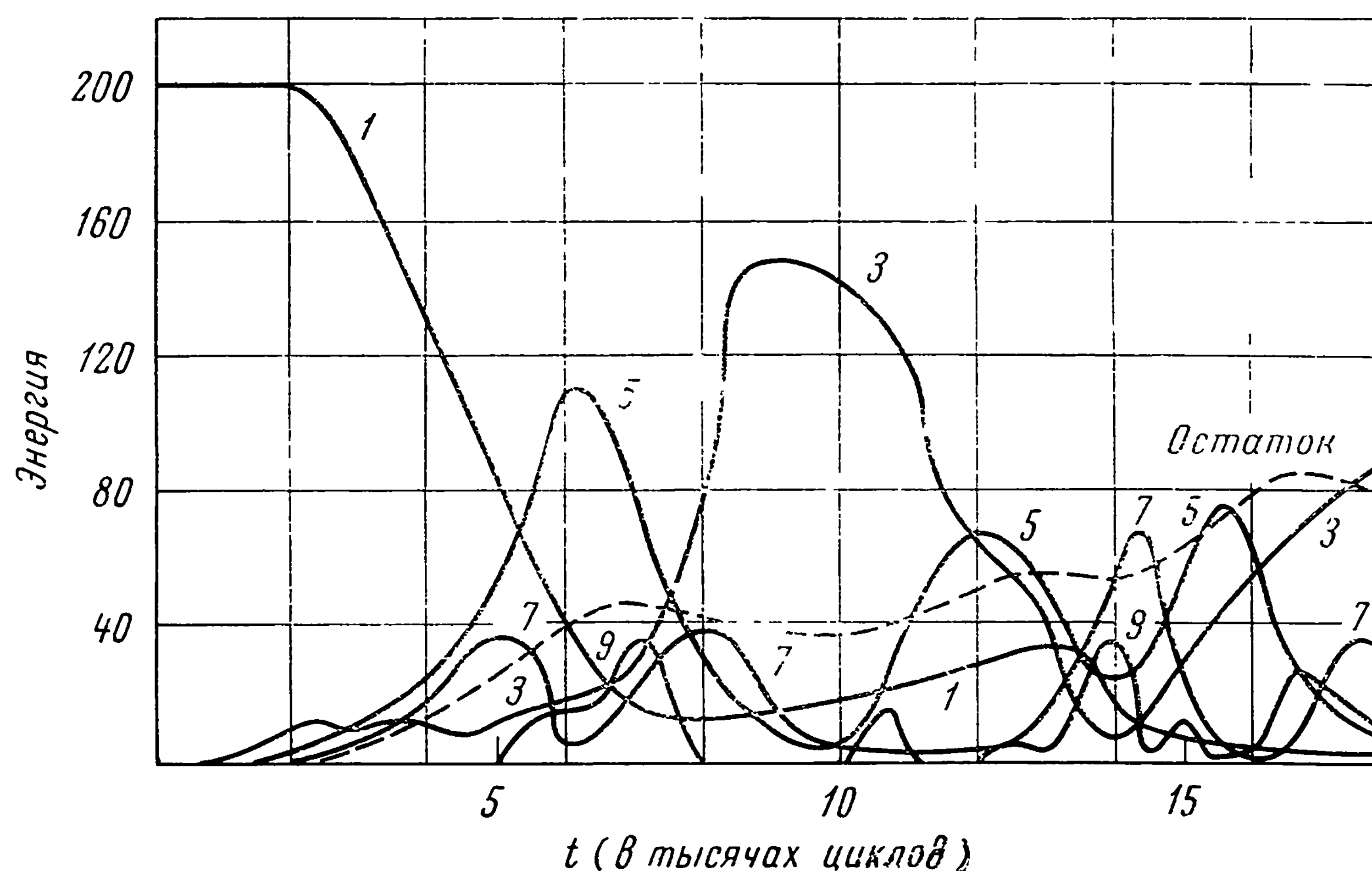


Рис. 7. $\delta t^2 = 2^{-6}$. Опять сила взята в виде кусочно-линейной функции с тем же обрезанием; однако после него наклоны увеличиваются на 50, а не на 25%, как в задаче 6. Эффективное $N = 16$

что для вычислений производные по времени заменяются разностными выражениями. Длительность использовавшегося временно́го цикла от задачи к задаче несколько менялась. Время, соответствующее в линейной задаче полному периоду движения, в расчетах было разделено на большое число циклов (до 500). Каждая задача просчитывалась в течение многих «квазипериодов» линейной задачи, так что число временны́х циклов в каждом расчете доходило до многих тысяч. Это значит, что число колебаний струны было порядка нескольких сотен, если под колебанием понимать период начальной конфигурации в соответствующей линейной задаче. Распределение энергии по модам Фурье фиксировалось каждые несколько сот расчетных циклов. Точность вычислений контролировалась по постоянству величины, отвечающей полной энергии. В некоторых случаях с целью контроля решались соответствующие линейные задачи и их поведение правильно — в пределах одного процента — описывалось даже после 10 000 циклов и более.

Резюмировать результаты различных отдельных случаев нелегко. Одна из особенностей, общая для них, известна по некоторым задачам механики систем с несколькими степенями свободы. В задаче составного маятника имеет место перекачка энергии из одной степени свободы в другую и обратно, а не непрерывно усиливающееся деление энергии между ними. Наши результаты, по-видимому, неожиданны в том смысле, что подобного рода поведение проявляется и в системах, скажем, с 16 и более степенями свободы.

Эти особенности позволяют предположить, что в некоторых, приближенно линейных, задачах могут существовать квазисостояния.

В линейной задаче стремление системы к достижению фиксированного «состояния» математически сводится к сходимости повторяющихся преобразований в соответствии с алгебраической теоремой Фробениуса и Перрона. В общих чертах ее можно сформулировать следующим образом. Пусть A есть матрица с положительными элементами. Рассмотрим линейное преобразование n-мерного пространства, определяемое этой матрицей. Можно утверждать, что если $\bar{x}$ — любой вектор с положительными компонентами и если A многократно действует на этот вектор, то направления векторов $\bar{x}$, $A(\bar{x}),\ldots,A^i(\bar{x}),\ldots$ будут стремиться к направлению фиксированного вектора $\bar{x}_0$ таким образом, чтобы $A(\bar{x}_0) = \lambda(\bar{x}_0)$. Среди векторов, все компоненты которых неотрицательны, такой собственный вектор является единственным. Если рассмотреть линейную задачу и применить эту теорему, то можно будет ожидать, что система придет в стационарное состояние, описываемое таким инвариантным вектором. В каком-то смысле подобное поведение диаметрально противоположно эргодическому и обусловлено весьма специальным, линейным характером преобразований фазового пространства. Результаты нашего расчета нелинейных колебаний струны позволяют предположить, что в случае приближенно линейных преобразований, отличающихся от линейных очень простыми — в алгебраическом смысле — членами (квадратичными или кубическими в нашем случае), можно получить нечто аналогичное сходимости к собственным состояниям.

Вероятно, можно было бы предположить существование соответствующей теоремы. Пусть Q есть преобразование n-мерного пространства, нелинейное, но все же алгебраически довольно простое (например, квадратичное по всем координатам). Рассмотрим любой вектор $\bar{x}$ и результат повторяющегося действия на него преобразования Q. Вообще говоря, не может быть и речи о сходимости таких векторов $Q^n(\bar{x})$ к фиксированному направлению.

Однако менее сильное утверждение, вероятно, справедливо. Направления векторов $Q^n(\bar{x})$ описывают в пространстве конусы C_α или телесные углы таким образом, что при $n \to \infty$ существуют средние по времени величины, т. е. можно говорить о времени, проводимом $Q^n(\bar{x})$ в C_α. Такие средние по времени величины могут зависеть от начального $\bar{x}$, но способны принимать только конечное число различных значений при заданном C_α. Иными словами, пространство всех направлений подразделяется на конечное число областей R_i $(i = 1,\ldots,k)$, таких, что для взятых в любой из этих областей векторов $\bar{x}$ доля времени, проведенная в любом конусе C_α изображением $\bar{x}$, которое получается при преобразовании Q^n, оказывается одинаковой.

Графики на рис. 1—9 показывают временнóе поведение энергии, имеющейся в различных модах; например, на рис. 1 представлена энергия, содержащаяся в каждой из первых пяти мод. По абсциссе отложено время, измеряемое в расчетных циклах δt, хотя надписи на рисунке дают δt^2, так как этот член непосредственно входит в расчет ускорения каждой

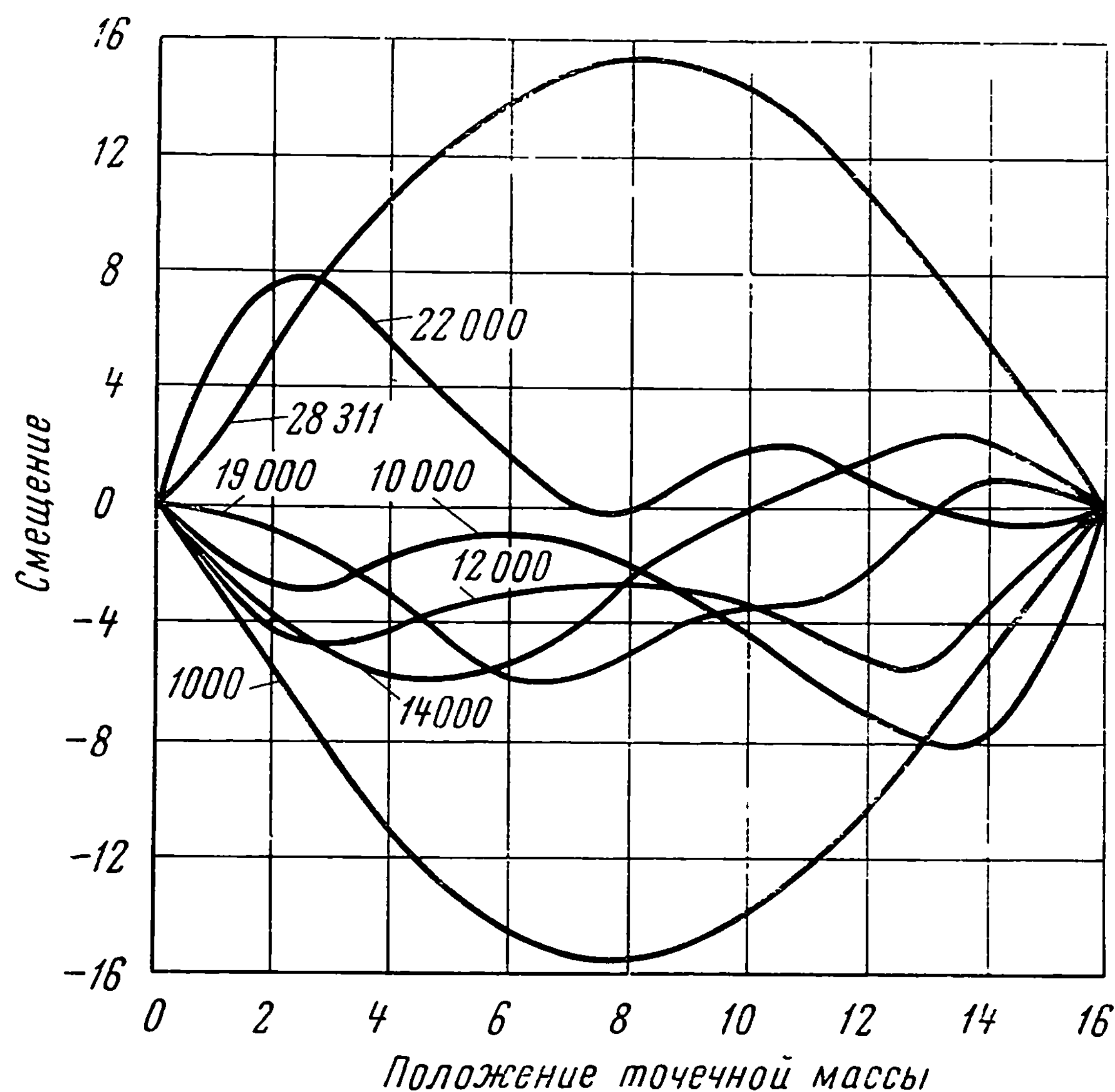


Рис. 8. На этом рисунке показана не энергия, а реальная форма, т. е. смещение струны в разное время (в циклах), указанное на каждой кривой. Задача та же, что и в случае рис. 1

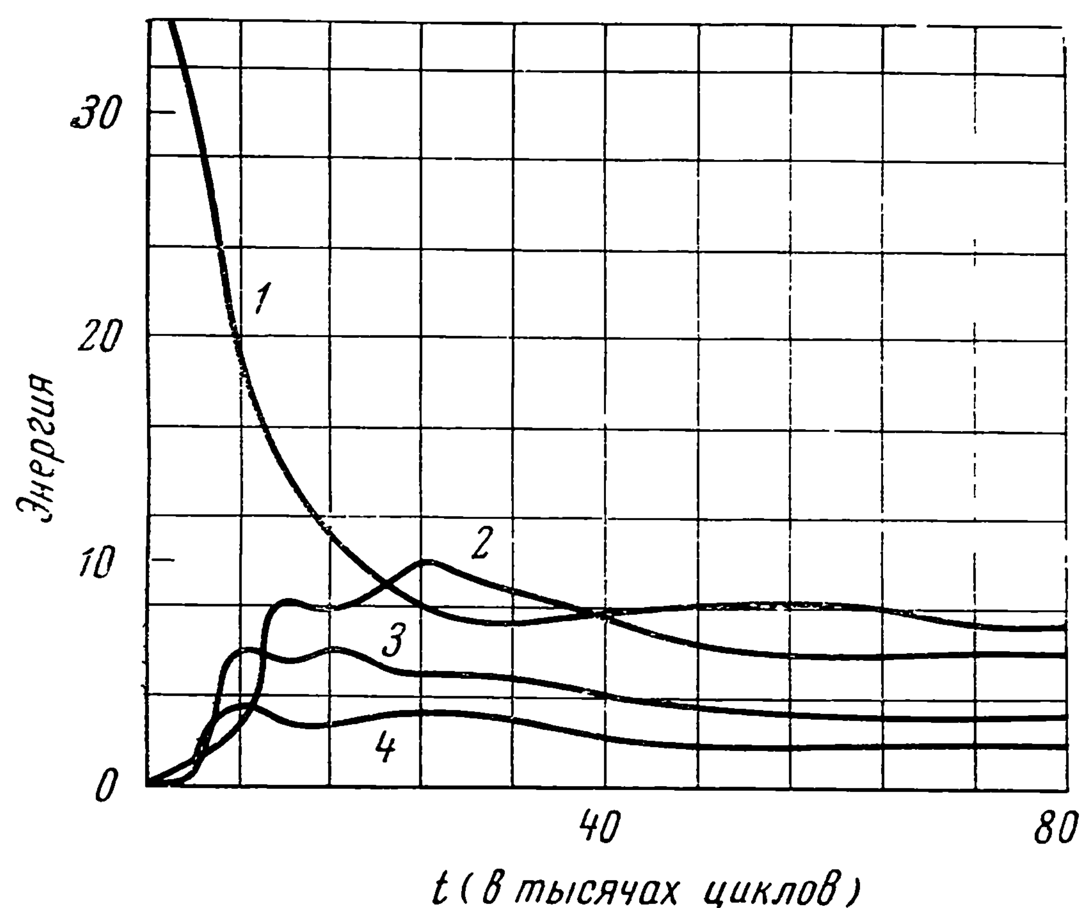


Рис. 9. Этот график относится к задаче 6. Отмеченные цифрами *1*, *2*, *3*, *4* кривые указывают среднюю по времени кинетическую энергию, содержащуюся в первых четырех модах, как функцию времени. Другими словами, эта величина равна $\frac{1}{\nu}\sum_{i=1}^{\nu} T^i_{ak}$, где ν есть номер цикла. $k = 1, 3, 5, 7$

точки. Во всех задачах масса каждой точки считается равной единице; амплитуда смещения каждой точки нормирована на максимум 1. Через N обозначено число точек и, следовательно, число фигурирующих в расчете мод. Через α обозначен коэффициент при квадратичном члене, а через β — при кубическом члене в выражении для силы, действующей между соседними точечными массами.

Еще раз напомним, что во всех наших задачах расчет начинался с момента $t = 0$, когда струна покоится. Концы струны закреплены.

К статьям 147 и 148

11 февраля 1954 г. я отправился на несколько дней в Чикаго навестить Ферми и рассказать ему последние результаты некоторых опытов по поляризации рассеянных протонов, выполненных в Беркли моей группой. Поставленные ранее в Чикагском университете подобные же эксперименты дали отрицательный результат, и мы с Ферми уже обсуждали эту проблему в ноябре 1953 г. Когда я сообщил ему окончательные данные количественных измерений, Ферми очень заинтересовался и захотел проверить, действительно ли спин-орбитальная связь, столь существенная в оболочечной модели, может объяснить также и поляризацию в рассеянии при высоких энергиях. Приведенные в статье 147 вычисления были сделаны на доске в кабинете Ферми с десяти утра до полудня. Он использовал борновское приближение, но сначала ошибся и получил нулевой результат, однако очень скоро нашел ошибку и быстро продвигался вперед, в то время как я делал кое-какие заметки для себя и для статьи, которая была закончена через пару дней. Ферми нравилась простота метода и результатов, и позднее он рассказывал об этом в Варенне (статья [Б270]). Тогда я видел в последний раз, как он решает задачу в прежнем стиле, таком знакомом мне по работе в Риме. Вероятно, это — последняя его оригинальная печатная работа, выполненная всего за несколько месяцев до его роковой болезни.

По завершении работы над статьей 147 Ферми провел точный расчет, чтобы показать справедливость борновского приближения. Результаты этих вычислений он представил в частном сообщении, которое не было опубликовано (статья 148).

Э. Сегре

147

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, РАССЕЯННЫХ ЯДРАМИ *

Делается попытка объяснить недавно наблюдавшуюся поляризацию рассеянных ядрами протонов с энергиями в несколько сотен *Мэв* с помощью той же самой спин-орбитальной связи, которая предполагается в модели ядерных оболочек. Обнаружено, что экстраполяция в область высоких энергий наблюдающейся при низких энергиях спин-орбитальной связи достаточна для того, чтобы дать правильный порядок величины поляризации.

Недавно наблюдалось [1], что протоны с энергиями в сотни *Мэв* сильно поляризуются при рассеянии ядрами. Несколько более слабая поля-

---

* *Polarization of High Energy Protons Scattered by Nuclei.* Nuovo Cimento, 1954, **11**, 407—411.

[1] C. L. C. Oxley, W. F. Cartwright, J. Rouvina, E. Baskir, D. Klein, J. Ring, W. Skillman. Phys. Rev., 1953, 91, 419; O. Chamberlain, E. Segrè, R. Tripp, C. Wiegand, T. Ypsilantis. Phys. Rev., в печати [1954, 93, 1430.— *Ред.*] J. Marshall, L. Marshall, H. G. De Carvalho. Phys. Rev.; в печати [1954, 93, 1431. — *Ред.*)].

ризация наблюдалась также и при рассеянии протонами. Поляризация наблюдается по двойному рассеянию. Сначала пучок поляризуется при первом рассеянии на мишени, которая обычно находится внутри камеры ускорителя. Рассеянный и поляризованный пучок рассеивается во второй раз на мишени из разных веществ, и поляризация проявляется как различие в интенсивности рассеяния второй мишенью на одинаковые углы вправо и влево относительно пучка. Согласно данным Маршалла, Маршалл и Де Карвалхо [1], упруго рассеянные протоны поляризованы даже сильнее, чем неупруго рассеянные.

В данной статье будет сделана попытка объяснить поляризацию упруго рассеянного пучка влиянием спин-орбитальной связи, которая постулируется в модели ядерных оболочек Майер и Иенсена. Данные о строении ядра указывают на существование спин-орбитального взаимодействия, стремящегося понизить энергию нуклонных орбит со спином, параллельным орбитальному моменту. Такая связь, по-видимому, существует в нуклон-нуклонных силах, но в настоящее время сведений о них недостаточно, чтобы подтвердить эту догадку. Можно ожидать, разумеется, что в ядре также должна была бы иметь место спин-орбитальная связь, соответствующая так называемой поправке Томаса [2]. Однако эта связь гораздо слабее той связи, которая экспериментально наблюдается в ядерных уровнях. Например, Гейзенберг оценил, что оболочечная модель строения ядра требует связи примерно в 15 раз более сильной.

Таким образом, мы должны допустить, что в потенциале, посредством которого ядро воздействует на нуклон, имеется член, в 15 раз превышающий поправку Томаса, а именно:

$$H_s = -15\frac{\hbar}{2M^2c^2}\,\frac{V_1'(r)}{r}\,\sigma\cdot[\mathbf{r}\,\mathbf{p}]. \tag{1}$$

Здесь $V_1(r)$ представляет собой вещественную часть обсуждаемого далее потенциала. Ясно, что экстраполяция спин-орбитальной связи (1), которая, как известно, фигурирует в связанных нуклонных орбитах, на протоны с энергиями в 200—300 *Мэв* рискованна. Однако представляется интересным проанализировать следствия такой экстраполяции для поляризационных явлений.

В дополнение к спин-орбитальной связи (1), предположим, что ядро воздействует на нуклон посредством центрального потенциала $V(r)$. Этот потенциал будет состоять из вещественной и мнимой частей:

$$V = V_1 + iV_2. \tag{2}$$

Мнимая часть потенциала обычным образом описывает поглощающие свойства ядерной материи [3]. Положим для простоты, что как вещественная,

[2] L. H. Thomas. Nature, 1926, **117**, 514.
[3] См., например, S. Fernbach, P. Serber, T. B. Taylor. Phys. Rev., 1949, **75**, 1352.

так и мнимая части V имеют форму потенциальной ямы

$$V_1 + iV_2 = \begin{cases} -B - iB_\alpha & \text{для } r < r_0, \\ 0 & \text{для } r > r_0, \end{cases} \tag{3}$$

где r_0 — радиус ядра. Мы рассмотрим рассеяние на потенциалах (1) и (3) в борновском приближении. Этот метод, вероятно, является адекватным для того, чтобы дать правильные качественно результаты, и мы надеемся улучшить его в дальнейшем.

Для вычисления сечения рассеяния нам нужны матричные элементы потенциалов (1) и (3) между конечным состоянием 2 и начальным состоянием 1. За начальное состояние возьмем плоскую волну с импульсом p, параллельным оси x, и со спином, направленным вверх. Нас интересует рассеяние в плоскости xy, перпендикулярной направлению спина. Поэтому конечным состоянием будет плоская волна с импульсом, по величине равным p, параллельным плоскости xy и образующим с осью x угол ϑ. Заметим, что при таком обозначении положительный угол ϑ отвечает рассеянию влево, а отрицательный угол ϑ — рассеянию вправо.

Согласно выражению (3), при вычислении матричного элемента (1) величина V_1' дается равенством

$$V_1' = B\delta(r - r_0). \tag{4}$$

Вычисление матричного элемента проводится просто. Получим

$$\langle 2 | H_s | 1 \rangle = -30\pi i\,(p/Mc)^2 r_0^3 B \sin\vartheta \left\{ \frac{\sin q}{q^3} - \frac{\cos q}{q^2} \right\}, \tag{5}$$

где

$$q = \frac{2pr_0}{\hbar} \sin\frac{\vartheta}{2}. \tag{6}$$

Матричный элемент потенциала (3) дается выражением

$$\langle 2 | V | 1 \rangle = -4\pi r_0^3 (B + iB_\alpha) \left\{ \frac{\sin q}{q^3} - \frac{\cos q}{q^2} \right\}. \tag{7}$$

Оба матричных элемента (5) и (7) не вызывают изменения направления спина. Дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma/d\omega$ пропорционально квадрату модуля суммы матричных элементов (5) и (7). Коэффициент пропорциональности равен $M^2/(4\pi^2\hbar^4)$. Получаем

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{4M^2}{\hbar^4} r_0^6 B^2 \left\{ \frac{\sin q}{q^3} - \frac{\cos q}{q^2} \right\}^2 \left[1 + \left\{ \frac{B_\alpha}{B} + \frac{15}{2} \left(\frac{p}{Mc} \right)^2 \sin\vartheta \right\}^2 \right]. \tag{8}$$

Рассеяние зависит от знака ϑ: оно будет разным под одинаковыми углами вправо и влево.

Интенсивность поляризационных эффектов обычно описывается выражением

$$e(\vartheta) = \frac{I\,(\text{вправо}) - I\,(\text{влево})}{I\,(\text{вправо}) + I\,(\text{влево})}, \qquad (9)$$

где I(вправо) и I(влево) — интенсивности рассеяния вправо и влево относительно пучка. Формула (8) дает

$$e(\vartheta) = \frac{15\left(\frac{p}{Mc}\right)^2 \frac{B_\alpha}{B} \sin\vartheta}{1 + \left(\frac{B_\alpha}{B}\right)^2 + \frac{225}{4}\left(\frac{p}{Mc}\right)^4 \sin^2\vartheta}. \qquad (10)$$

Отметим, что в соответствии с этой формулой, поляризационные эффекты пропорциональны мнимой составляющей потенциала. В борновском приближении матричный элемент (5) спин-орбитальной связи интерферирует только с мнимой частью матричного элемента (7) потенциала V. Возможно, что в результате точного расчета эта особенность частично уменьшится. Отметим также, что для бесконечно сильно поглощающего потенциала асимметрия вправо — влево обращается в нуль.

При численных оценках асимметрии вправо — влево для поляризованных протонов с энергией 340 *Мэв* мы вычисляли потенциал B поглощения ядерного вещества, положив сечение взаимодействия протон — нейтрон равным $32 \cdot 10^{-27}$ *см*^{2}, а сечение взаимодействия протон — протон — равным $24 \cdot 10^{-27}$ *см*^{2}. При радиусе ядра $r_0 = 1{,}4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ получим среднюю длину свободного пробега относительно поглощения в ядерном веществе $\lambda = 4{,}1 \cdot 10^{-13}$ *см*. Это соответствует мнимой составляющей потенциала

$$B_\alpha = \frac{\hbar v}{2\lambda} = 16 \text{ Мэв},$$

где v — скорость протонов, равная $0{,}68\, c$. Было предположено, что вещественная часть потенциала $B = 27$ *Мэв*. В табл. I представлены вычисленные значения асимметрии. В первой графе дается угол рассеяния в градусах, во втором — параметр асимметрии $e(\vartheta)$; третья графа содержит дифференциальные сечения, вычисленные для углерода по формуле (8) и усредненные по значениям рассеяния вправо и влево.

Эти значения асимметрии довольно хорошо согласуются с экспериментальными наблюдениями. Следовало бы заметить, что при больших углах упругое рассеяние (см. графу 3) становится практически ничтожным по сравнению с неупругим, которое в данной теории не рассматривается, поскольку оно связано с теми протонами, которые были исключены мнимой составляющей потенциала.

Эта теория дает четкое предсказание относительно знака поляризационного эффекта. Протон со спином вверх должен был бы, согласно этой

Таблица I

Асимметрия в рассеянии поляризованного протонного пучка с энергией 340 *Мэв*

Угол рассеяния, *град*	Асимметрия, $e(\vartheta)$	$\frac{d\sigma}{d\omega}\times10^{24}$ (для углерода)	Угол рассеяния, *град*	Асимметрия, $e(\vartheta)$	$\frac{d\sigma}{d\omega}\times10^{24}$ (для углерода)
0	0	2,7	20	0,42	0,02
5	0,40	2,2	30	0,33	0,01
10	0,51	1,2	40	0,27	0,03
15	0,49	0,3	50	0,23	0,01

теории, рассеиваться вправо с меньшей интенсивностью, чем влево. В настоящее время нет никакой экспериментальной информации по этому вопросу.

Если дальнейшие исследования покажут хорошее согласие результатов этой теории с опытом, можно будет сделать интересный вывод о том, что спин-орбитальная связь (1) оболочечной модели примерно с одинаковой интенсивностью проявляется вплоть до очень высоких энергий нуклонов.

См. вводные замечания к статье 147

148

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРИ УПРУГОМ РАССЕЯНИИ ПРОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ЯДРАМИ *

Поляризационные эффекты в рассеянии протонов высокой энергии ядрами недавно были объяснены влиянием спин-орбитальной связи, которая проявляется при гораздо меньших энергиях в оболочечной структуре ядра [1].

Данный расчет был выполнен, чтобы показать справедливость борновского приближения, которое использовалось в работе [1]. С этой целью был проведен точный расчет рассеяния нуклонов с энергиями 340 *Мэв* на углероде с использованием потенциалов, тождественных применявшимся в борновском приближении, а именно: прямоугольная потенциальная яма с глубиной вещественной и мнимой части 27 и 16 *Мэв* и спин-орбитальная связь, в 15 раз бóльшая поправки Томаса. Радиус ядра углерода предполагался равным $3{,}2 \cdot 10^{-13}$ *см*. Вычисления довольно утомительны, ибо учитываются сферические гармоники вплоть до 20-го порядка.

Результаты расчетов представлены на рис. 1. Две кривые дают вычисленные значения дифференциального упругого сечения под различными углами рассеяния вправо и влево относительно направления поляризации. Как видно, для большинства углов «левая» кривая идет выше «правой», указывая на то, что пучок рассеивается преимущественно влево, как это и предсказывается борновским приближением. Однако имеются ограниченные угловые интервалы, в которых эта модель предсказывает инверсию нормального поляризационного эффекта, а именно, вблизи 16° и 28°. Эти аномалии связаны с тем обстоятельством, что интерференционные минимумы при рассеянии влево расположены, по-видимому, под несколько меньшими углами, чем при рассеянии вправо. Выбранная модель слишком подчеркивает интерференционные эффекты из-за резких краев потенциальной ямы. Возможно поэтому, что на самом деле качественные особенности будут менее резкими, чем на рисунке, и они могут оказаться недостаточно большими, чтобы вызвать действительную инвер-

---

* *Polarization in the Elastic Scattering of High Energy Protons by Nuclei*. Частное сообщение (24 марта 1954 г.).

[1] E. Fermi. Polarization of High Energy Protons Scattered by Nuclei. Nuovo Cimento, April 1954 (статья 147). Закончив эту статью, я узнал, что по крайней мере две другие группы независимо работают над таким же общим объяснением поляризации. Это — В. Хекротте и Дж. Лепор из Беркли (статья представлена в «Physical Review») и Бертран Дж. Маленка из Гарварда) аннотация представлена на Вашингтонское заседание Американского физического общества в 1954 г.).

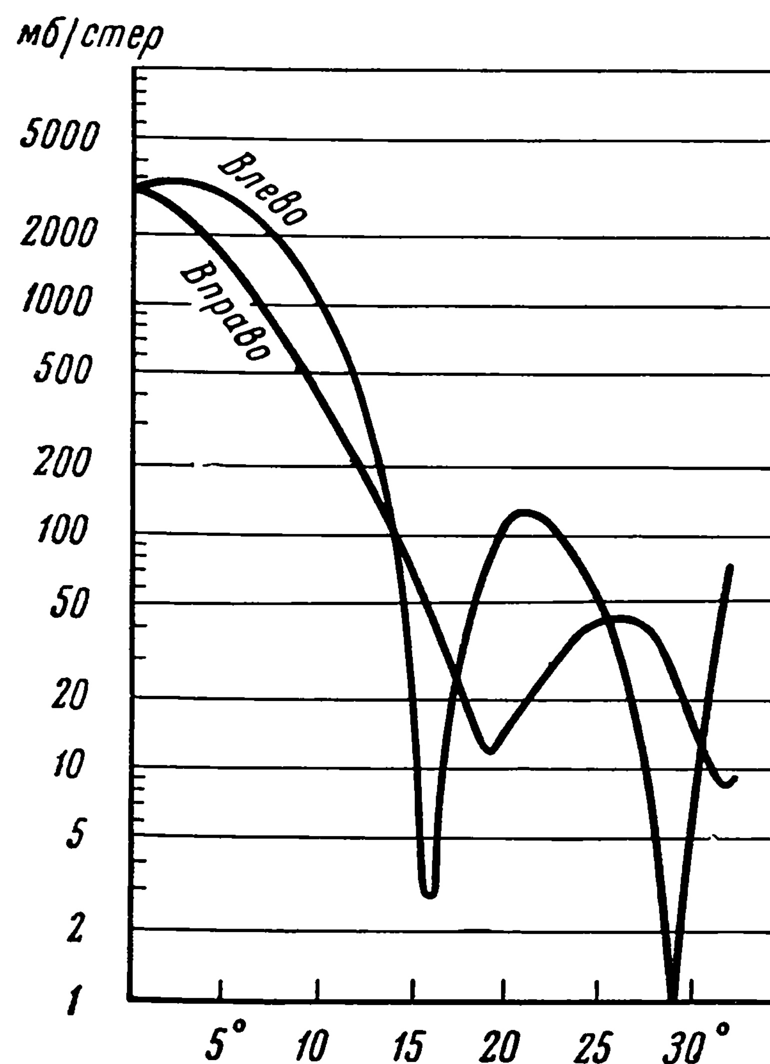


Рис. 1. Упругое рассеяние на углероде вправо и влево нуклонов с энергией 340 *Мэв*

сию поляризации там, где это должно быть согласно рис. 1. Кроме этих особенностей, результаты точного расчета в этом случае довольно хорошо количественно согласуются с результатами борновского приближения. Можно ожидать, однако, что для более тяжелых ядер согласие будет хуже.

Я благодарен мисс Кэролайн Литтлджон за помощь в расчетах.

Чикагский университет

К статье 149

Ниже следует дословная запись последней речи Энрико Ферми, с которой он выступил 30 января 1954 г. перед Американским физическим обществом (днем раньше он произнес прощальное президентское послание). Эта речь была произнесена без соблюдения формальностей и без конспекта; она записана с магнитофонной ленты и намеренно оставлена в неприглаженном, необработанном виде. Ферми, всегда очень требовательно относившийся к своим публикациям, безусловно, не одобрил бы такой вольности. Однако эта дословная запись, как ни один официальный документ, поможет хотя бы на мгновение восстановить в памяти само звучание его голоса.

Доклад Ферми входил в цикл «Физика в Колумбийском университете», прочитанный во время ежегодного съезда Общества.

Из журнала «Physics Today», ноярбь 1955 г.

149

ФИЗИКА В КОЛУМБИЙСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ *

ГЕНЕЗИС ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГИИ

М-р председатель, декан Пегрэм, члены Общества, дамы и господа,

В 200 годовщину Колумбийского университета кажется вполне уместным вспомнить о ключевой роли, которую играл Университет в ранней экспериментаторской и организаторской работе, приведшей к овладению атомной энергией.

Мне посчастливилось быть сотрудником Пьюпиновской лаборатории на протяжении того времени, когда происходила, по крайней мере, начальная стадия этого овладения. Я испытывал некоторые затруднения в Италии и всегда буду признателен Колумбийскому университету, предложившему мне место в Физическом отделе в самый нужный момент. И, кроме того, это предложение дало мне, как я уже говорил, редкую возможность стать свидетелем хода упоминавшихся мною событий.

Я на самом деле очень живо помню январь 1939 г.— первый месяц моей работы в Пьюпиновской лаборатории — по той стремительности, с которой тогда стало все разворачиваться. В то время Нильс Бор выступал с лекциями в Принстоне, и я помню, как однажды вечером вернулся взбудораженный Уиллис Лэмб и сказал, что Бор привез потрясающие новости. Этими потрясающими новостями были открытие деления и по меньшей мере набросок интерпретации явления; открытие, как вы, конечно,

* *Physics at Columbia University. The Genesis of the Nuclear Energy Project.* Physics Today. Nov. 1955, 8, 12—16.

помните, восходит к работе Гана и Штрассмана, а первая идея интерпретации пришла из работы Лизе Мейтнер и Фриша, бывших тогда в Швеции.

Затем, несколько позже, в том же январе в Вашингтоне состоялась конференция, созванная Институтом Карнеги и Университетом Джорджа Вашингтона, на которой вместе с несколькими сотрудниками Колумбийского университета присутствовал и я и на которой впервые серьезно, хотя и в полушутливой форме, обсуждалось возможное значение только что открытого процесса деления как будущего источника энергии. Источника — потому что была высказана догадка, что если происходит деление, весьма серьезно нарушающее структуру ядра, то нельзя исключить испарения нейтронов. А если испаряются нейтроны, то их может быть больше одного, скажем для определенности — два. А если их больше одного, то каждый из этих, например, двух нейтронов может вызвать деление и перед вами, конечно, первые звенья цепной реакции.

Таким вот был один из предметов обсуждения на этой конференции, который вызвал легкую зыбь возбуждения по поводу возможности освобождения ядерной энергии. Во многих лабораториях, включая Пьюпиновскую, одновременно началось лихорадочное экспериментирование, и, как помнится, еще в Вашингтоне я получил от Даннинга телеграмму, возвещавшую об успехе опыта, направленного на обнаружение осколков деления. Тот же самый эксперимент был проделан, по-видимому, одновременно в полудюжине других лабораторий Америки, и, как мне кажется, чуть раньше в трех-четырех лабораториях Европы.

И вот в Колумбийском университете началась довольно длинная и утомительная работа, имевшая целью укрепить те смутные предположения, которые делались относительно возможности испускания нейтронов, и попытаться увидеть, действительно ли испускаются нейтроны, когда происходит деление, а если это так, то в каком же количестве, ибо ясно, что в этом случае крайне важна числовая сторона дела, так как чуть-чуть бóльшая или чуть-чуть меньшая вероятность, может быть, определяла границу между возможностью и невозможностью цепной реакции.

Работа эта проводилась в Колумбийском университете одновременно Зинном и Сцилардом, с одной стороны, и Андерсоном и мной — с другой. Мы работали независимо и различными методами, но, конечно, поддерживали тесный контакт и держали друг друга в курсе полученных результатов. Одновременно такие же самые исследования проводились во Франции группой под руководством Жолио и фон Халбана. И все три группы пришли к одному и тому же заключению — полагаю, что Жолио, может быть, на несколько недель раньше нас в Колумбии,— а именно, что нейтроны испускаются и что их довольно много, хотя количественные оценки были еще очень неточны и не слишком надежны.

Курьезным обстоятельством, связанным с этой фазой работы, было то, что здесь впервые появилась секретность, мучившая нас столько лет, и, вопреки, вероятно, самым распространенным представлениям о секретности, она появилась не по инициативе генералов, не по инициативе сот-

рудников органов безопасности, а по инициативе физиков. А главным инициатором этой безусловно крайне неизведанной для физиков идеи был Сцилард.

Не знаю, многие ли из вас знают Сциларда; думаю, что многие. Это несомненно очень своеобразный человек, весьма умный (*смех*); вижу, что это недооценка (*смех*). Он весьма выдающийся человек и похоже на то, что он получает некоторое удовольствие — по крайней мере, такое впечатление он производил на меня,— получает удовольствие, выводя кого-нибудь из равновесия.

И вот он стал выводить из равновесия физиков, внушая им, что в данных обстоятельствах — это ведь было начало 1939 года и в воздухе очень попахивало войной,— что в данных обстоятельствах, при угрозе превращения атомной энергии и, может быть, атомного оружия в основное орудие нацистов для порабощения мира, обязанностью физиков было отказаться от традиции публиковать интересные результаты так быстро, как «Physical Review» или другой научный журнал мог поместить их. Вместо этого следовало проявлять осторожность и придерживать результаты до тех пор, пока не выяснилось бы, будут ли эти результаты потенциально опасны или потенциально полезны нам. Сцилард, поговорив с с рядом ученых, убедил их в том, что они должны образовать нечто вроде общества — не знаю, стали бы его называть секретным обществом или как-нибудь еще. Во всяком случае — объединиться и рассылать информацию частным образом членам довольно ограниченной группы, не публикуя ее немедленно. Он послал ряд телеграмм в этом духе во Францию, Жолио, но не получил положительного отклика, и Жолио опубликовал свои результаты [1] более или менее обычным порядком, как до этого публиковались физические результаты. Таким образом, стал общеизвестным факт испускания нейтронов при делении в заметном количестве — что-нибудь около одного, двух или трех. И, конечно, этот факт для большинства физиков означал, что возможность осуществления цепной реакции гораздо более реальна, чем это полагалось ранее.

Другая важная фаза работы в Колумбийском университете связана с предположением, сделанным Бором и Уилером на основании чисто теоретических аргументов, о том, что из двух изотопов урана не наиболее распространенный уран-238, а наименее распространенный уран-235, присутствующий в природном уране, как известно, в количестве 0,7%, обусловливает подавляющее большинство случаев теплового деления. Их доводы касались четного числа нейтронов в уране-238 и нечетного числа нейтронов в уране-235, что, согласно проведенному Бором и Уилером рассмотрению энергий связи, позволяло считать правдоподобным утверждение о более высокой способности урана-235 к делению.

---

[1] Об этом событии имеются и другие, более подробные рассказы. См., например, Р. Кларк. «Рождение бомбы». М., 1962 — *Прим. ред.*

Ясно, конечно, что было очень важно знать и экспериментальные факты; работа была начата сообща Даннингом и Бутом в Колумбийском университете и Ниром [2]. Нир взял на себя масс-спектрографическую часть работы, пытаясь выделить ничтожное, но все же заметное количество урана-235, а Даннинг и Бут в Колумбии старались использовать это едва заметное количество для проверки того, будет ли на нем происходить деление с гораздо большим сечением, чем на природном уране.

Ну, как вы теперь, конечно, знаете, этот эксперимент подтвердил теоретические предположения Бора и Уилера, показав, что с точки зрения любой попытки — например, создания устройства для использования ядерной энергии — ключевым изотопом урана действительно является уран-235. Факт этот важен главным образом по следующим соображениям, которые в то время осознавались, возможно, не так отчетливо, как в настоящий момент.

Главной задачей при создании установки на цепной реакции, является, конечно, забота о том, чтобы каждое деление производило определенное число нейтронов, а некоторые из этих нейтронов производили новые деления. Если начальное деление вызовет более чем одно последующее деление, то, конечно, реакция будет идти. Если же начальное деление вызовет менее чем одно последующее деление, то тогда реакция не пойдет.

Значит, если взять разделенный чистый изотоп U^{235}, то можно надеяться, что неизбежные потери нейтронов будут невелики, и, следовательно, если при реакции испускается несколько больше одного нейтрона, то получение системы, в которой шла бы цепная реакция, будет тогда просто делом создания достаточно большой кучи урана-235. Но если к каждому грамму урана-235 добавляется около 140 граммов урана-238, посылаемого нам природой вместе с ним, то возрастает конкуренция: весь этот балласт будет готов перехватить не слишком многочисленные нейтроны, испущенные при делении. Поэтому в то время было ясно, что один из путей осуществления цепной реакции состоял в том, чтобы отделить изотоп U^{235} от гораздо более распространенного изотопа U^{238}.

Сейчас в наших лабораториях стоит ряд сосудов, в которых содержатся более или менее чистые изотопы, ну, скажем, железо-56 или уран-235 или уран-238. Конечно, эти сосуды не так привычны, как банки с химическими элементами, но их удивительно легко получить, нажав должным образом на Ок-риджскую лабораторию (*смех*). Но раньше изотопы считались почти мистически неразделимыми. Разумеется, было и исключение — дейтерий, который уже тогда можно было получить в сосуде. Но ведь в этом случае два изотопа водорода H^1 и H^2 различаются по массам в два раза, т. е. очень сильно. А в случае урана массы относятся всего лишь как 235 к 238, т. е. различие между ними чуть больше 1%. И это, конечно, делает различие между такими объектами настолько кро-

---

[2] Работавшим в Миннесотском университете.— *Прим. ред.*

шечным, что было не очень ясно, можно ли принимать всерьез задачу выделения больших количеств урана-235.

Итак, в то далекое время, примерно в конце 1939 года, начали проясняться два направления штурма проблемы атомной энергии. Одно из них состояло в следующем. Прежде всего надо было выделить большие количества — килограммы, а может быть, десятки килограммов, а может быть, и сотни килограммов: реально никто не знал, сколько же килограммов понадобится — выделить примерно такие количества урана-235, казавшиеся тогда фантастически огромными, и далее работать с ними без балластных гораздо бóльших количеств урана-238. Другое направление основывалось на надежде, что, может быть, нейтронов окажется не так уж мало, и с помощью некоторой доли изобретательности их можно будет использовать эффективно, так что цепную реакцию, может быть, удастся получить, не пытаясь решить задачу разделения изотопов, задачу, которая, я бы сказал, в то время представлялась почти на грани человеческих возможностей.

Ну, а поскольку я много лет работал с нейтронами и особенно с медленными нейтронами, то я присоединился ко второй команде, желавшей использовать неразделенный уран, и вместе с ней постарался сделать все, что было в наших силах. Даннинг и Бут, часто консультируясь с проф. Юри, приступили к изучению, обсуждению и первым попыткам решения задачи разделения урана. Сцилард, Зинн, Андерсон и я начали вести работы по второму направлению, о котором я говорил, и на первом этапе нам пришлось делать множество измерений.

Должен признаться, что я никогда не мог вполне понять, почему же наши измерения в те дни были настолько плохи. Замечу, что сейчас мы делаем очень плохие измерения по физике пионов, наверное, просто потому, что еще не научились делать их как следует. Конечно, в то время мы не располагали такими обширными возможностями, как сейчас. Экспериментировать с нейтронами, используя котел в качестве источника нейтронов, гораздо легче, чем было в те дни использовать радий-бериллиевые источники, если требовалось соблюсти хорошую геометрию, или циклотрон, если было важно получить хорошую интенсивность, а не хорошую геометрию.

Что ж, вскоре мы пришли к заключению, что для сохранения каких-то шансов на успех с природным ураном необходимо использовать медленные нейтроны. Итак, был нужен замедлитель. В качестве замедлителя можно было использовать воду или другое вещество. Вода была вскоре отброшена: она очень эффективно замедляет нейтроны, но поглощает их несколько больше, чем нам было по карману. Тогда мы подумали, что, может быть, лучше понадеяться на графит. В нем нейтроны замедляются не так эффективно, как в воде; но о его поглощающих свойствах было известно настолько мало, что была понятной надежда на то, что поглощение окажется очень малым.

Это доводит нас до осени 1939 года, когда Эйнштейн написал знамени-

тое теперь письмо президенту Рузвельту, говорившее о положении в физике — о том, что рождалось в ней, и о том, что, по его мнению, правительство было обязано заинтересоваться этими исследованиями и помочь им. И действительно, несколькими месяцами позже пришла помощь в размере 6 000 долларов, и эти шесть тысяч были использованы для покупки громадных количеств — или казавшихся таковыми в то время, когда взгляды физиков еще не были искажены (*смех*),— казавшихся тогда громадными количеств графита.

И вот физики, работавшие на седьмом этаже Пьюпиновской лаборатории, стали походить на шахтеров (*смех*), а жены, к которым по вечерам возвращались эти усталые физики, недоумевали — что же происходит. Конечно, воздух в городе не очень чист, но все-таки... (*смех*).

Ну, а происходило то, что в те дни мы пытались что-то узнать о поглощающих свойствах графита, потому что и графит мог оказаться ни на что не годным. И мы строили графитовые колонны, стороной фута в четыре или около того, и высотой футов десять. Впервые физическая аппаратура, а эти графитовые колонны и были аппаратурой, оказалась настолько велика, что вы могли совершать восхождения на нее — а вы и должны были это делать. Конечно, с циклотронами была такая же история, но как бы то ни было, мне впервые пришлось взбираться на свое оборудование, просто потому, что оно было слишком высоким — а я нет (*смех*).

И мы вставляли источники нейтронов вниз и смотрели, как эти нейтроны сначала замедляются, а затем диффундируют по колонне. Конечно, если бы существовало сильное поглощение, они не продиффундировали бы очень далеко. Но оказалось, что поглощение действительно мало, и поэтому нейтроны весьма охотно диффундировали по колонне, а подзанявшись математическим анализом ситуации, удалось получить первые прикидки сечения поглощения в графите, что было ключевым пунктом для решения вопроса о том, возможно ли создать установку для получения цепной реакции на графите и природном уране.

Я, пожалуй, не буду входить во все подробности этих экспериментов. Они длились вполне заметное время и потребовали многих часов, многих дней и многих недель действительно очень трудной работы. Упомяну, что очень скоро наши исследования были увязаны с аналогичными экспериментами, проводившимися в Принстонском университете, где группа Вигнера, Крейтца и Боба Вильсона приступила к работе, выполняя те измерения, которые мы не могли сделать в Колумбийском университете.

Между тем время шло, и мы стали понимать, что́ надо измерять и насколько точно надо измерять величины, которые я назову η, f и p — думаю, что для определения их здесь у меня нет времени — эти три величины η, f и p, чтобы установить, что же можно и что нельзя сделать. В действительности, если можно так сказать, произведение η, f и p должно быть больше единицы. Как мы теперь знаем, если сделать практически все возможное, то это произведение составит 1,1.

Итак, если бы мы могли измерять эти три величины с точностью в 1%, то мы могли бы найти, например, что произведение равно 1,08±0,03, и в этом случае могли бы сказать — стоит продолжать в том же духе. или, если бы произведение оказалось равным 0,95±0,03, мы бы, наверное, сказали, что это направление вряд ли сулит успех и надо искать что-нибудь другое. Но я уже отмечал крайне низкое качество измерений по нейтронной физике, делавшихся в то время,— точность измерения по отдельности величин η, или f, или p составляла, может быть, около ±20% (*смех*). И если объединить 20-процентные ошибки по известным правилам статистики, вы получите что-то около 35%. Ну, а если вы получили, например, 0,9±0,3 — что вы узнали? Вряд ли хоть что-нибудь (*смех*). Если вы получили 1,1±0,3 — опять-таки вы узнали не так-то много. В этом и состояла трудность; действительно, если обратиться к нашим ранним работам, то окажется, что численные значения, приписываемые тем или иным экспериментаторам, скажем, величине η, различались на 20%, а то и больше. На самом-то деле, как мне кажется, это очень сильно зависело от темперамента физиков. Скажем, физики-оптимисты ощущали необходимость подтянуть эти величины повыше, а физики-пессимисты, вроде меня, пытались удержать их значения где-нибудь пониже (*смех*).

Как бы то ни было, никто ничего толком не знал, и мы решили, что надо делать что-то другое. Следовало придумать эксперимент нового типа, в котором можно было бы сразу измерить именно произведение ηfp, не измеряя эти величины по отдельности, так как тогда, может быть, ошибка как-то понизится и позволит нам сделать определенные выводы.

Что ж, мы обратились к декану Пегрэму, который был тогда человеком, способным совершить любые чудеса в Университете, и объяснили ему, что нам нужна большая комната. И когда мы сказали, что под словом «большая» имеется в виду по-настоящему большая комната, он, может быть, и заметил саркастически, что церковь не самое подходящее место для физической лаборатории, но мне-то кажется, что как раз церковь была именно тем самым местом, которое мы искали (*смех*). И вот он начал рыскать по университетскому городку, а мы пробирались с ним по темным коридорам, под разнообразными отопительными трубами и т. д. в поисках комнаты для проведения эксперимента, пока, наконец, в Шермерхорн-холле не была разыскана большая комната, хотя и не церковь, но сравнимая по размеру с церковью.

Там-то мы и начали возводить сооружение, размеры которого тогда казались еще на порядок больше, чем у всего виденного нами раньше. Правда, если кто-нибудь захочет взглянуть на это сооружение сейчас, ему, вероятно, придется вытащить лупу (*смех*) и подойти поближе. Но по представлениям того времени оно выглядело действительно большим. Это сооружение состояло из графитовых брусков, а среди этих графитовых брусков некоторым регулярным образом располагались большие кубические банки с окисью урана.

Ну, как вы, вероятно, знаете, графит — вещество черного цвета. Окись урана — тоже. И люди, перетаскивая многие тонны обоих веществ, становятся очень черными. Вообще-то, для этого нужны даже сильные люди. А мы, что ж, мы были довольно сильными, но хочу сказать, что мы были, в конце концов, мыслителями (*смех*). И декан Пегрэм снова разобрался в ситуации и сказал, что да, эта работа, пожалуй, не по вашим хилым силенкам, но ведь есть же в Колумбийском университете футболисты — около дюжины очень здоровых ребят, которые берутся за почасовую работу для оплаты колледжа. Почему бы не подрядить их?

Это была блестящая идея; одно удовольствие было руководить работой этих рослых ребят, упаковывающих уран, едва касаясь его пальчиками, или перебрасывающих упаковки по 50—100 фунтов так же легко, как другие передвигали бы 3—4 фунта. При перекидывании этих банок в воздухе носилась пыль и слова разных оттенков, но преимущественно черные (*смех*).

Вот так и росло то, что было названо в то время экспоненциальным котлом. Это был экспоненциальный котел, поскольку в его теоретическое описание входит экспоненциальная функция, что неудивительно. И это было сооружение, предназначенное для интегральной проверки, без обращения к тонким деталям, того, будет ли реактивность котла, коэффициент размножения, больше или меньше единицы. Оказалось, что он равен 0,87. Что ж, это на 0,13 меньше единицы и это плохо. Но зато у нас появилась твердо установленная точка начала поисков: нам, по существу, надо было установить, можно ли выжать дополнительные 0,13 или, еще лучше, чуть-чуть побольше. Было ясно, что можно сделать несколько очевидных вещей. Прежде всего я говорил вам об этих больших банках — они были сделаны из жести; а что может делать железо? Железо может только навредить, может поглощать нейтроны, а нам нужно обратное. Итак, долой банки! Далее, а как насчет чистоты материалов? Мы взяли образцы урана и с нашим физическим неумением делать химические анализы попытались выделить примеси, и они таки нашлись. Мы не знали, что представляют собой эти примеси, но выглядели они внушительно, во всяком случае, по объему (*смех*). Ну, а что могут делать эти примеси? Ясно, что ничего, кроме вреда, а может быть, они вредят на 13%. Наконец, графит был чистым по стандартам того времени, когда изготовители графита не старались специально избавиться от примесей, поглощающих нейтроны. И здесь можно было добиться значительного выигрыша. В тех ранних попытках организации производства чистых материалов особая роль принадлежит Сциларду, предпринявшему ряд убедительных и решительных мер. Он делал великолепную работу, которая впоследствии перешла к более мощной организации, чем сам Сцилард. Впрочем, для того чтобы угнаться за Сцилардом, маловато одного, хотя бы и «мощного парня» (*смех*).

Что ж, так мы подошли к Пирл-Харбору. В то время, а в действительности, мне кажется, несколько раньше инцидента, возрос интерес к про-

ведению урановых исследований; работы, до некоторой степени аналогичные проводившимся в Колумбийском университете, были начаты в ряде других университетов по всей стране. Правительство начало принимать решительные меры по организации работы, и, конечно, Пирл-Харбор дал окончательный и весьма убедительный толчок этой организации. В высших правительственных кругах было решено, что работа над цепной реакцией с неразделенными изотопами урана должна быть перенесена в Чикаго.

Вот тогда-то я покинул Колумбийский университет, и после нескольких месяцев регулярных поездок из Нью-Йорка в Чикаго и обратно окончательно переехал в Чикаго для работы там, а работа в Колумбийском университете с той поры была сосредоточена, за немногими существенными исключениями, на задаче разделения изотопов для атомного проекта.

Как я уже говорил, эта работа была начата Бутом, Даннингом и Юри около 1939—1940 гг., а после упомянутой реорганизации в Колумбийском университете появилась большая лаборатория, руководимая проф. Юри. Проводившиеся в ней исследования оказались очень успешными и быстро переросли в организацию громадной исследовательской лаборатории, которая совместно с «Юнион карбид компани» приняла участие в создании некоторых разделительных заводов в Ок-Ридже. Это была одна из трех лошадей [3], на которых делали ставку руководители атомного проекта, и, как вы знаете, летом 1945 г. эти три лошади почти одновременно пришли к финишу. Благодарю вас. (*Аплодисменты*).

---

[3] Имеются в виду различные методы получения материалов для атомной бомбы— выделение плутония, образующегося в реакторах, и разделение изотопов урана газодиффузионным и электромагнитным методами.— *Прим. ред.*

ПРИЛОЖЕНИЯ

К приложению 1

В качестве введения в эту статью см. комментарии Чандрасекара (раздел 2) к работе 141. Дополню их несколькими словами. Работа Ферми и Туркевича по образованию элементов в космосе никогда не была опубликована. Это произошло, вероятно, потому, что часть материала была засекречена (из-за некоторых данных, имеющих отношение к водородной бомбе). К счастью, работа Ферми и Туркевича была изложена в обзоре Альфера и Германа (Rev. Mod. Phys., 1950, **22**, 153).

Редакция настоящего издания сочла необходимым перевести данную часть обзора. В связи с этим читатель должен учесть, что в представленной части литературные ссылки и нумерация уравнений относятся к этому обзору.

Ферми принадлежит также очень ясная, почти популярная лекция по теории образования элементов, которая вошла в переведенную на русский язык книгу «Лекции по атомной физике» (М., 1952, стр. 34 и след.).

Работа Ферми по происхождению элементов интересна не только сама по себе.

Несмотря на то, что Ферми был прекрасно знаком с общей теорией относительности, по которой ему принадлежат оригинальные работы, написанные в 1921—1923 гг., впоследствии в частных беседах (1933—1936 гг.) он часто говорил, что не питает особой симпатии к этой теории. Тем более Ферми не любил связанного с теорией относительности представления о расширении Вселенной, во что он в тридцатые годы совсем не верил. В последние годы своей жизни, однако, он пересмотрел свое отношение к общей теории относительности и космологическим проблемам, связанным с ней, что видно также из его интереса к вытекающей из теории расширения Вселенной работе Гамова и др. об образовании элементов.

Кстати, теория образования элементов по модели «горячей Вселенной» стала вновь очень актуальной десять лет спустя после смерти Ферми, когда Пенсиас и Вильсон (1965 г.) открыли изотропное электромагнитное излучение со спектром, соответствующим температуре около 3° К (см., например, Я. Б. Зельдович, УФН, 1966, **89**, 647). Поистине не перестаешь удивляться научному чутью Ферми!

Б. Понтекорво

Приложение 1

ПРОИСХОЖДЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ ЭЛЕМЕНТОВ*

Р. Альфер и Р. Герман

Образование очень легких элементов при неравновесных условиях в расширяющейся Вселенной более подробно изучалось Ферми и Туркевичем [1]. Наряду с радиоактивным распадом нейтрона и тритона они рассмотрели все термоядерные реакции, которые являются менее эндотермичными, чем развал дейтрона, и которые могут происходить между нейтронами (N), протонами (H), дейтронами (D), тритонами (T), He^3 и He^4. В качестве космологической модели была выбрана модель «радиационной» Вселенной, содержащей относительно небольшое количество вещества. В такой модели зависимость температуры от времени дается уравнением (100), а именно

$$T = 1{,}52 \cdot 10^{10} t^{-1/2}\,{}^\circ\mathrm{K}.$$

Плотность, или концентрация, частиц в этой модели меняется согласно уравнению (101), как $t^{-3/2}$. Ферми и Туркевич приняли концентрацию нуклонов при $t = 1$ *сек* равной 10^{21} *см*$^{-3}$, так что в любой момент времени t концентрация нуклонов есть

$$C_{\text{нукл}} = 10^{21} t^{-3/2}\ \text{см}^{-3}. \qquad (129)$$

Это соответствует принятию плотности вещества $\sim 1{,}7 \cdot 10^{-3}$ *г/см*^{3} при $t = 1$ *сек* или $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ *г/см*^{3} при $t = 230$ *сек*.

В табл. XII перечислены все 28 детально изученных реакций. Рассмотрение скоростей реакции указанных ядерных процессов подтверждает, что вплоть до $t \simeq 300$ *сек* распад нейтрона является единственным процессом, играющим сколько-нибудь важную роль. Высокая температура не допускает образования заметной концентрации дейтронов, а образование ядер тяжелее дейтрона должно идти через дейтрон, так как при рассматриваемых плотности и температуре процессы с участием многих тел должны быть несущественны. Поэтому в качестве отправного момента для вычислений было выбрано $t = 300$ *сек*. Принятые начальные относительные концентрации нейтронов и протонов (0,70 и 0,30 соответственно) приблизительно соответствуют концентрациям, возникающим при распаде

---

* R. Alpher, R. Herman. *Theory of Origin and Relative Abundance Distribution of the Elements*. Rev. Mod. Phys., 1950, **22**, 194—196.

[1] Мы признательны д-рам Э. Ферми и Э. Туркевичу за сообщение неопубликованных результатов. Авторы несут ответственность за правильность приводимого здесь изложения и интерпретации их работы.

Таблица XII

Скорости реакций. [Величины a_1 и a_2 определены формулами (130); T_8 — температура в единицах 10^8 °К, $T_8 = 152\, t^{-1/2}$ из уравнения (100); $q_0 = 10^{21}$ $сек^{3/2} см^{-3}$]

Номер	Реакция	Скорости отдельных реакций	Член $\mathscr{R}'$ в уравнениях для скорости образования ядер [см. уравнение (132)]
1	$N = H + e^-$	10^{-3} $сек^{-1}$	$10^{-3}\, x_N$
2	$N + H = D + h\nu$	$6{,}6 \cdot 10^{-20}$ $сек^{-1}$	$6{,}6 \cdot 10^{-20}\, q_0 x_N x_H t^{-3/2}$
3	$N + D = T + h\nu$	$2{,}0 \cdot 10^{-22}$ $сек^{-1}$	$2{,}0 \cdot 10^{-22}\, q_0 x_N x_D t^{-3/2}$
4	$N + D = N + N + H$	Пренебрежима (см. реакцию 18)	0
5	$N + He^3 = He^4 + h\nu$	10^{-21} $сек^{-1}$ (оценка)	$10^{-21}\, q_0 x_N x_{He^3} t^{-3/2}$
6	$N + He^3 = T + H$	$1{,}5 \cdot 10^{-15}$ $сек^{-1}$	$1{,}5 \cdot 10^{-15}\, q_0 x_N x_{He^3} t^{-3/2}$
7	$H + H = D + e^+$	$a_1 = 2 \cdot 10^{-29}$; $a_2 = 3{,}16$	$7{,}0 \cdot 10^{-41}\, q_0 (x_H)^2 t^{-7/6} 10^{-0{,}592 t^{1/6}}$
8	$H + D = He^3 + h\nu$	$a_1 = 8{,}6 \cdot 10^{-21}$; $a_2 = 3{,}48$	$3{,}0 \cdot 10^{-22}\, q_0 x_H x_D t^{-7/6} 10^{-0{,}652 t^{1/6}}$
9	$H + D = H + H + N$	Пренебрежима (см. реакцию 18)	0
10	$H + T = He^4 + h\nu$	$a_1 = 1{,}5 \cdot 10^{-19}$; $a_2 = 3{,}62$	$5{,}3 \cdot 10^{-21}\, q_0 x_H x_T t^{-7/6} 10^{-0{,}678 t^{1/6}}$
11	$H + T = He^3 + N$	$1{,}5 \cdot 10^{-15} \cdot 10^{-36{,}8/T_8}$ $сек^{-1}$	$1{,}5 \cdot 10^{-15}\, q_0 x_H x_T t^{-3/2} 10^{-0{,}242 t^{1/2}}$
12	$D + D = He^4 + h\nu$	$a_1 = 3{,}07 \cdot 10^{-19}$; $a_2 = 3{,}99$	$1{,}08 \cdot 10^{-20}\, q_0 (x_D)^2 t^{-7/6} 10^{-0{,}747 t^{1/6}}$
13	$D + D = He^3 + N$	$a_1 = 3{,}0 \cdot 10^{-15}$; $a_2 = 3{,}99$	$1{,}1 \cdot 10^{-16}\, q_0 (x_D)^2 t^{-7/6} 10^{-0{,}747 t^{1/6}}$
14	$D + D = H + T$	$a_1 = 3{,}0 \cdot 10^{-15}$; $a_2 = 3{,}99$	$1{,}1 \cdot 10^{-16}\, q_0 (x_D)^2 t^{-7/6} 10^{-0{,}747 t^{1/6}}$
15	$D + T = He^4 + N$	$a_1 = 5{,}0 \cdot 10^{-13}$; $a_2 = 4{,}24$	$1{,}8 \cdot 10^{-14}\, q_0 x_D x_T t^{-7/6} 10^{-0{,}794 t^{1/6}}$
16	$D + He^3 = He^4 + H$	$a_1 = 1{,}5 \cdot 10^{-12}$; $a_2 = 6{,}72$	$5{,}3 \cdot 10^{-14}\, q_0 x_D x_{He^3} t^{-7/6} 10^{-1{,}259 t^{1/6}}$
17	$D + He^4 = Li^6 + h\nu$	$a_1 = 1{,}4 \cdot 10^{-21}$; $a_2 = 6{,}96$	$4{,}9 \cdot 10^{-23}\, q_0 x_D x_{He^4} t^{-7/6} 10^{-1{,}304 t^{1/6}}$
18[1]	$D + h\nu = H + N$	$5{,}9 \cdot 10^{12} T_8^{3/2} \cdot 10^{-110/T_8}$ $сек^{-1}$	$1{,}1 \cdot 10^{16}\, x_D t^{-3/4} 10^{-0{,}723 t^{1/2}}$
19	$T = He^3 + e^-$	$1{,}8 \cdot 10^{-9}$ $сек^{-1}$	$1{,}8 \cdot 10^{-9}\, x_T$
20	$T + T = He^4 + N + N$	$a_1 = 2{,}6 \cdot 10^{-13}$; $a_2 = 4{,}57$	$9{,}1 \cdot 10^{-15}\, q_0 (x_T)^2 t^{-7/6} 10^{-0{,}856 t^{1/6}}$
21	$T + T = He^6 + h\nu$	$a_1 = 2{,}6 \cdot 10^{-19}$; $a_2 = 4{,}57$	$9{,}1 \cdot 10^{-21}\, q_0 (x_T)^2 t^{-7/6} 10^{-0{,}856 t^{1/6}}$
22	$T + He^3 = He^4 + N + H$	$a_1 = 1{,}5 \cdot 10^{-12}$; $a_2 = 7{,}24$	$5{,}3 \cdot 10^{-14}\, q_0 x_T x_{He^3} t^{-7/6} 10^{-1{,}356 t^{1/6}}$
23	$T + He^3 = He^4 + D$	$a_1 = 1{,}0 \cdot 10^{-13}$; $a_2 = 7{,}24$	$3{,}5 \cdot 10^{-15}\, q_0 x_T x_{He^3} t^{-7/6} 10^{-1{,}356 t^{1/6}}$
24	$T + He^3 = Li^6 + h\nu$	$a_1 = 3{,}1 \cdot 10^{-18}$; $a_2 = 7{,}24$	$1{,}1 \cdot 10^{-19}\, q_0 x_T x_{He^2} t^{-7/6} 10^{-1{,}356 t^{1/6}}$

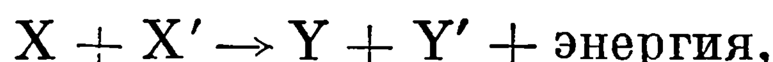
[1] Концентрация фотонов включена в постоянную.

Таблица XII (окончание)

Номер	Реакция	Скорости отдельных реакций	Член $\mathscr{R}'$ в уравнениях для скорости образования ядер [см. уравнение (132)]
25	$T + He^4 = Li^7 + h\nu$	$a_1 = 5{,}5 \cdot 10^{-19}$; $a_2 = 7{,}56$	$1{,}9 \cdot 10^{-20}\, q_0 x_T x_{He^4} t^{-7/6} 10^{-1{,}416 t^{1/6}}$
26	$He^3 + He^3 = Be^6 + h\nu$	$a_1 = 1{,}4 \cdot 10^{-17}$; $a_2 = 11{,}49$	$4{,}9 \cdot 10^{-19}\, q_0 (x_{He^3})^2 t^{-7/6} 10^{-2{,}151 t^{1/6}}$
27	$He^3 + He^3 = He^4 + H + H$	$a_1 = 1{,}4 \cdot 10^{-11}$; $a_2 = 11{,}49$	$4{,}9 \cdot 10^{-13}\, q_0 (x_{He^3})^2 t^{-7/6} 10^{-2{,}151 t^{1/6}}$
28	$He^3 + He^4 = Be^7 + h\nu$	$a_1 = 1{,}7 \cdot 10^{-19}$; $a_2 = 12{,}01$	$6{,}0 \cdot 10^{-21}\, q_0 x_{He^3} x_{He^4} t^{-7/6} 10^{-2{,}250 t^{1/6}}$

свободных нейтронов, который начинается в момент $t = 0$ *сек*. Таким образом, предполагается, что в начальный момент времени имеются только нейтроны и что постоянная распада нейтрона $\lambda = 10^{-3}$ *сек*$^{-1}$.

В табл. XII приведены также характерные скорости каждой реакции, найденные следующим образом. Постоянные распада нейтрона и тритона были взяты, в соответствии с экспериментом, равными 10^{-3} *сек*$^{-1}$ и $1{,}8 \times \times 10^{-9}$ *сек*$^{-1}$ соответственно. Для трех реакций (2), (3) и (5) с захватом нейтрона было сделано следующее: характерные скорости реакций (2) и (3) были взяты в соответствии с экспериментом, а характерная скорость реакции (5) — оценена. Во всех трех случаях скорости реакций не зависят от температуры и, следовательно, от времени. Многие реакции в табл. XII имеют вид



$$X + X' \rightarrow Y + Y' + \text{энергия},$$

где X и X′ — тяжелые заряженные частицы, а Y и Y′ — либо тяжелые заряженные частицы, либо гамма-лучи плюс тяжелая заряженная частица. Характерные константы скорости таких термоядерных реакций могут быть найдены из обычного выражения для скоростей термоядерных реакций [61]

$$\mathscr{K} = a_1 T_8^{-2/3} 10^{-a_2 T_8^{-1/3}} \ \text{см}^3/\text{сек}, \tag{130}$$

где T_8 — температура в единицах 10^8 °K, a_1 — величина, зависящая главным образом от вероятности осуществления реакции после прохождения барьера и определяющаяся выражением

$$a_1 = [(4\hbar\Gamma r_0^2 a_2^2 \ln^2 10) / (3^{5/2} m_r e^2 Z_1 Z_2)] \exp(32 m_r e^2 r_0 Z_1 Z_2/\hbar^2)^{1/2}, \tag{130а}$$

a_2 — величина, зависящая от высоты потенциального барьера для реакции и могущая быть записанной в виде

$$a_2 = 3 \cdot 10^{-8/3} (\lg e) [(\pi^2 m_r e^4 Z_1^2 Z_2^2) / (2\hbar^2 k)]^{1/3}. \tag{130б}$$

В приведенных выражениях A_1, A_2, Z_1, Z_2 — атомные веса и заряды реагирующих ядер, m_r — приведенная масса, равная $m_1 m_2 (m_1 + m_2)^{-1}$ *г*, r_0 — объединенный радиус ($r_0 \simeq 1{,}6 \cdot 10^{13}$ $(A_1 + A_2)^{1/3}$ *см*), а $\Gamma/\hbar$ — вероятность в 1 *сек* осуществления реакции после прохождения барьера. В качестве значений Г Ферми и Туркевич использовали значения, данные Бете[19,61], или значения, полученные методом, аналогичным использованному Бете. Как известно, в отсутствие резонансов величина Г для реакций радиационного захвата приблизительно в 10^6 раз меньше, чем для реакций, при которых испускаются только частицы.

Характерные скорости реакций могут быть выражены через время, а не через температуры, так как, согласно уравнению (101), $T_8 = 152\, t^{-1/2}$. В последней графе табл. XII приведены члены (соответствующие отдельным реакциям) в том виде, в котором они должны появиться в уравнениях для скорости образования ядер, выраженных через весовые концентрации x_j ядер. Из уравнения (110) ясно, что эти члены имеют вид

$$\mathcal{R} = \mathcal{K} m_j (m_{j'} m_{j'})^{-1} \rho_m x_{j'} x_{j''}\, сек^{-1}, \qquad (131)$$

или, используя уравнение (101),

$$\mathcal{R} = \mathcal{K} m_j (m_{j'} m_{j''})^{-1} q_0 m_0 t^{-3/2} x_{j'} x_{j''}\, сек^{-1}, \qquad (131а)$$

где m_0 — масса нуклона, $q_0 = 10^{21}$ *сек*$^{3/2}$ *см*$^{-3}$. Величина $\mathcal{K}$ обозначает вклад в dx_j/dt реакции между веществами j' и j'', приводящей к образованию вещества j. Например, для реакции (10) в табл. XII, т. е. для $H + T = He^4 + h\nu$,

$$\mathcal{K}_{10} = 1{,}5 \cdot 10^{-19} T_8^{-2/3} 10^{-3{,}62 T_8^{-1/3}},$$

и член, определяемый уравнением (131а), имеет вид, указанный в третьей графе табл. XII для этой реакции. Ферми и Туркевич нашли, что с достаточно хорошим приближением можно пренебречь многими из реакций табл. XII. Оставленные для рассмотрения реакции видны из следующей системы уравнений, согласованные решения которых были получены Ферми и Туркевичем методом численного интегрирования. Обозначая через $\mathcal{R}'$ член, указанный в табл. XII и соответствующий данной реакции, находим

$$dx_N/dt = -\mathcal{R}_1' - \mathcal{R}_2' + \mathcal{R}_{15}', \qquad (132а)$$

$$dx_H/dt = +\mathcal{R}_1' + \mathcal{R}_{14}' + \mathcal{R}_{18}' - \mathcal{R}_2', \qquad (132б)$$

$$dx_D/dt = +\mathcal{R}_2' - \mathcal{R}_{12}' - \mathcal{R}_{13}' - \mathcal{R}_{14}' - \mathcal{R}_{15}', \qquad (132в)$$

$$dx_T/dt = +\mathcal{R}_{14}' - \mathcal{R}_{15}', \qquad (132г)$$

и

$$dx_{He^4}/dt = +\mathcal{R}_{15}', \qquad (132д)$$

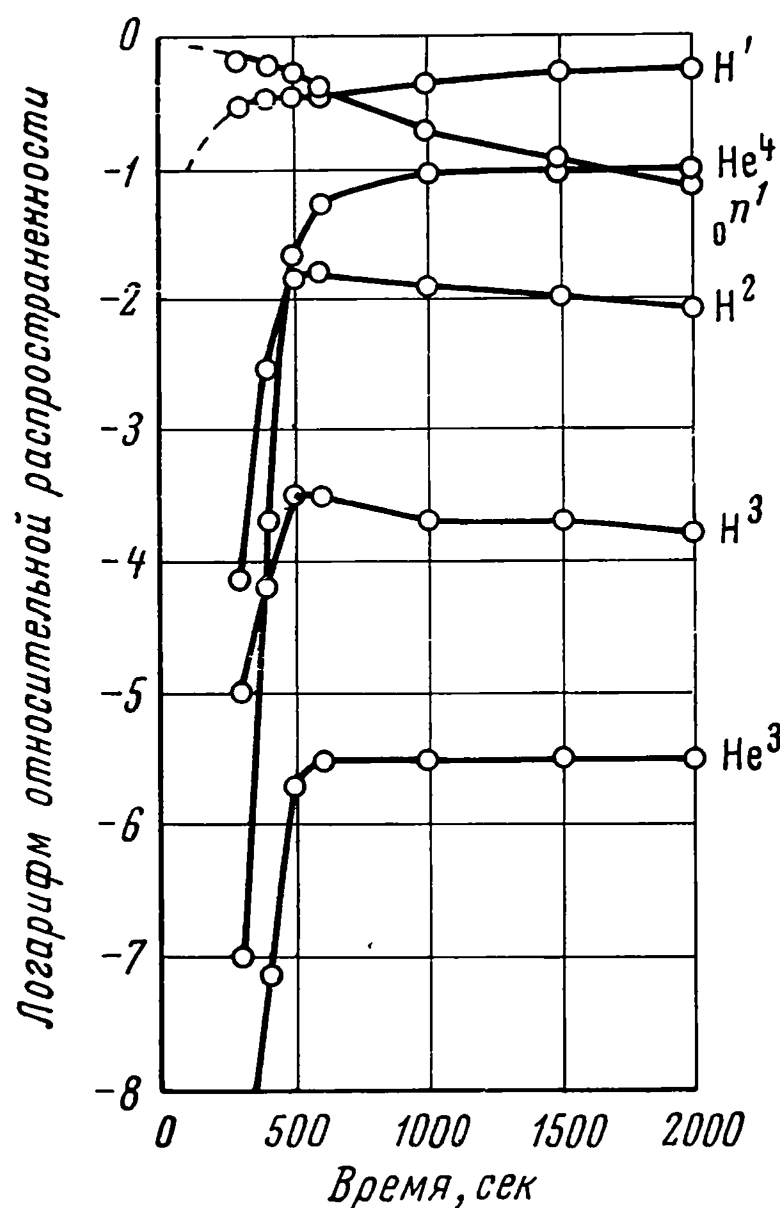


Рис. 20. Относительная распространенность очень легких элементов в зависимости от времени, согласно неравновесной формулировке Ферми и Туркевича (не опубликовано). Концентрация нуклонов в расширяющейся Вселенной, где основную роль играет излучение, была принята равной 10^{21} *см*$^{-3}$ при $t=1$ *сек*. Относительная распространенность есть отношение числа ядер данного сорта, находящихся в объеме V, к полному числу нуклонов в этом объеме. Так как при расширении Вселенной обе величины меняются одинаковым образом, то влияния расширения не видно

где $\mathrm{x}_j = x_j/j$ и j — атомный вес. Величины $\mathcal{R}'$ связаны с величинами $\mathcal{R}$, определяемыми формулой (131а), соотношением

$$\mathcal{R}' = [j/(j'j'')]\,\mathcal{R}, \tag{132e}$$

где j — атомный вес той разновидности ядер, образование которой рассматривается, а j' и j'' — атомные веса двух реагирующих разновидностей ядер. В приведенную систему не включено уравнение для He^3, так как концентрация x_{He^3} с достаточной точностью поддерживается постоянной быстрыми реакциями (6) и (13), а другие реакции с участием He^3 не играют важной роли. Из условия $d\mathrm{x}_{He^3}/dt = 0$ Ферми и Туркевич нашли, что с точностью до множители ~ 3

$$\mathrm{x}_{He^3}\mathrm{x}_D^{-2} \simeq 2\cdot 10^{-2},$$

причем x_N было положено постоянным. Множитель 3 возникает вследствие довольно слабой временно́й зависимости скоростей в уравнениях устойчивого состояния. Несмотря на то, что баланс трития поддерживается почти также хорошо и приводит к соотношению

$$\mathrm{x}_T\mathrm{x}_D^{-1} \simeq 10^{-2},$$

реакции с тритием были подробно изучены. Результаты интегрирования уравнений (132), выполненного при уже обсуждавшихся начальных условиях, приведены на рис. 20, на котором изображены относительные

концентрации различных разновидностей ядер в зависимости от времени. Как видно из табл. XIII, вычисленные относительные распространенности (при $t = 2000$ *сек*) можно считать согласующимися с наблюдаемыми распространенностями, если учесть, что распространенности очень легких элементов известны не слишком хорошо и могут меняться от места к месту вследствие участия этих элементов в термоядерных реакциях после эпохи образования элементов. Вычисленные относительные распространенности H^3 и He^3 были просуммированы, так как тритий радиоактивен. Наблюдаемые относительные распространенности были взяты из обзора Брауна [30] (табл. III) и были исправлены с учетом распространенностей изотопов [129].

Таблица XIII

Относительные распространенности легких ядер

	Вычислено	Наблюдено		Вычислено	Наблюдено
H^1	1,00	1,00	He^3	$2{,}6\cdot10^{-4}$	10^{-7}
H^2	$1{,}3\cdot10^{-2}$	$2\cdot10^{-4}$	He^4	$1{,}5\cdot10^{-1}$	10^{-1}

Ферми и Туркевич изучили также проблему образования легких элементов тяжелее He^4. Единственными реакциями, приводящими к цели, являются реакции захвата, так как не существует экзотермических реакций с образованием тяжелых частиц. Реакциями такого типа являются реакции (17), (21) и (25), причем реакции (17) и (21) дают Li^6 (последняя реакция — через β-распад He^6), а реакция (25) приводит к Li^7. При обсуждавшихся условиях и в отсутствие резонансов эти реакции очень медленны и приводят к недостаточному количеству вещества тяжелее He^4 — около 10^{-7} по весу. Существование резонанса в реакции (25) могло бы устранить эту трудность. Ферми и Туркевич рассмотрели, насколько близко должен быть резонанс в этом случае, чтобы получить заметное превращение He^4 и H^3 в Li^7. Как следует из подробного изучения этой реакции при обсуждавшихся условиях, для превращения сколько-нибудь заметного количества вещества в Li^7 резонанс должен находиться при энергии 400 *кэв* или еще ниже. К настоящему времени первый возбужденный уровень наблюдался около 4 *Мэв*.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

19 *H. A. Bethe*. Phys. Rev., 1939, 55, 434.
30 *H. Brown*. Rev. Mod. Phus., 1949, 21, 625.
61 *G. Gamow*, *C. L. Critcfield*. «Theory of Atomic Nucreal and Nucreal Energy-Sources» (Clarendon Press, Oxford, 1949).
129 *G. T. Seaborg*, *J. Perlman*. Rev. Mod. Phys., 1948, 20, 585.

Приложение 2

О ЗАПУСКЕ ХЭНФОРДСКИХ КОТЛОВ*

Начиная с лета 1943 г. бо́льшая часть работы Ферми в Аргоннской лаборатории была связана с хэнфордскими котлами. Кроме того, он часто выезжал в Хэнфорд для консультаций по различным вопросам конструкции и строительства котлов.

Одна из заслуг Ферми перед Хэнфордом, может быть, самая важная, не была зафиксирована в отчетах или статьях, но она живет в памяти тех, кто был свидетелем запуска котла в начале сентября 1944 г. Ферми пригласили присутствовать при запуске, поскольку, как писал Комптон (A. H. Compton. «Atomic Quest», Oxford University Press, 1956), в подобных ситуациях «Ферми играл роль спасательного круга». Запуск котла произошел без осложнений, но затем, хотя мощность котла еще не успела выйти на рабочий уровень, реактивность стала уменьшаться. Вскоре цепная реакция вообще прекратилась. Боялись полного провала, но за несколько часов Ферми и независимо Дж. Уилер разобрались в причинах осложнений (они были вызваны отравлением ксеноном), а Ферми предсказал, при каких условиях котел будет снова работать.

Несколько человек, бывших тогда в Хэнфорде, прислали мне свои воспоминания. Я выбрал из них отрывки, помогающие восстановить картину того дня.

Д. Бэбкок пишет: «Джон Уилер уже на ранних стадиях проекта заинтересовался возможностью того, что среди продуктов деления найдется такой, который будет обладать умеренным периодом полураспада и большим сечением для тепловых нейтронов. По его оценке, с вероятностью 1 против 100 это явление могло привести к уменьшению коэффициента размножения на 0,01». Уилер пытался использовать Ок-риджский котел для получения экспериментальных сведений о таком возможном эффекте отравления, но не смог этого сделать, так как калибровка управляющего стержня была недостаточно точной.

Бэбкок продолжает: «Теперь рассказ переска́кивает к тому полному событий дню, когда реактор был запущен без затруднений, но затем перестал работать». Гринуолт (впоследствии президент компании Дюпон) настолько сильно доверял Ферми, что в течение некоторого времени был склонен приписать неудачу любым другим причинам, кроме физики котла. П. Гэст вспоминает, что он «в тот день прогуливался с Гринуолтом, который очень подробно излагал свой взгляд на трудности. По его мнению, их источником не могла являться ядерная физика, так как ясно, что эта сторона дела была хорошо разработана Ферми. Причиной зат-

* Из книги: E. Fermi. «Collected Papers», The University of Chicago Press, vol. II. 1965, p. 428—429.

руднений скорее всего были «некие загрязнения в речной воде», которые вследствие малоизученных эффектов излучения котла осаждались на стенках труб, а то и просто утечки в этих трубах».

Бэбкок пишет, что Джон Уилер «смог построить теорию, по которой преступником было радиоактивное отравление». К тому же заключению пришли независимо Ферми и Гринуолт; Гринуолт пишет: «Я просидел в помещении пульта управления вплоть до рассвета. При моем ограниченном круге знаний я смог заключить только, что, судя по характеристикам распада, отравление было вызвано каким-то продуктом деления. Оставив данные Ферми и Уилеру, я отправился спать».

Бэбкок продолжает свой рассказ: «По реакторным данным Джон Уилер установил, что произошло отравление дочерним (или внучатым) продуктом осколка деления и что общий период полураспада для такой цепочки составляет около 15 часов. Он выбрал три делительных цепочки, обладавшие сходным периодом». Для изучения каждой цепочки были организованы группы из двух человек. У Ферми вместе с Леоной Маршалл была своя задача, но он вызвался помочь также группе Бэбкока. Из анализа трех цепочек скоро стало ясно, что «преступную» цепочку образовывали изотопы теллура, иода и ксенона, и что сечение ксенона-135 должно составлять около 3,5 миллиона барн.

Все данные были обсчитаны Ферми. «Ферми никогда не брал арифметическое среднее из данных,— пишет Бэбкок,— а всегда взвешивал их. Меня больше всего поражало его умение судить об эксперименте (и экспериментаторах). Через два часа после открытия отравления Xe^{135} Энрико смог утверждать, что запуск реактора на максимально возможную мощность позволит получить реактивность, почти достаточную для успешной работы, а выгорание примесей в графите и накопление Pu довершит начатое. Успех предсказания, сделанного Ферми, известен теперь всем». (На самом деле это была победа, одержанная инженерной консервативностью: активная зона котла была спроектирована достаточно большой, что позволило справиться с непредвиденным уменьшением реактивности.)

Вспоминая эти времена, Гринуолт пишет: «С самых первых дней нашего знакомства с Ферми, состоявшегося в то время, когда компания Дюпон только что появилась на сцене, меня больше всего поразила необычайнейшая ясность его изложения. То, что делалось в Чикаго, было для меня, инженера-химика, почти что „черной магией“; но после бесед с Ферми все это превратилось в очень ясную, очень простую и вполне возможную вещь».

Г. Андерсон

ОСНОВНЫЕ ДАТЫ ЖИЗНИ И ДЕЯТЕЛЬНОСТИ ЭНРИКО ФЕРМИ

1901, 29 сентября	— В Риме родился Энрико Ферми.
1911—1918	— Учеба в гимназии и лицее.
1914, осень	— Начинает самообразование под руководством инженера Адольфо Амидея.
1915	— Начало длительной дружбы с Э. Персико.
1918, осень	— Поступает в Высшую нормальную школу (г. Пиза) и одновременно в Пизанский университет.
1922, июль	— Блестяще оканчивает Университет и Высшую нормальную школу.
1923, январь — август	— Работает в Геттингене у М. Борна (как стипендиат Министерства народного образования).
1923—1924	— Читает курс математики для химиков и естественников в Римском университете. Встречается с Дж. Уленбеком.
1924, сентябрь — декабрь	— Работает в Лейдене, у П. Эренфеста. Под его влиянием обретает веру в свои силы.
1924, осень— 1926, осень	— Преподает математическую физику и теоретическую физику во Флорентийском университете (как временный профессор).
1925, 2 марта	— Получает звание «Libero Docente» по математической физике.
1925, декабрь	— Приходит к идее новой квантовой статистики (опубликовано в 1926 г.).
1926, февраль	— Занимает второе место в конкурсе на кафедру математической физики в Кальяри (Сардиния). Остается во Флоренции.
1926, осень	— Занимает первое место в конкурсе на кафедру теоретической физики, созданную в Римском университете и становится штатным его профессором.
1926	— Награжден медалью Маттеучи Итальянского научного общества.
1926—1931	— Редактор, а затем руководитель отдела Итальянской энциклопедии.
1927, лето	— Пишет книгу «Введение в атомную физику».
1927, сентябрь	— Участвует в работе конгресса, посвященного 100-летию со дня смерти Вольты, в частности, в обсуждении представленного Зоммерфельдом доклада «К электронной теории металлов и эффекта Вольта согласно статистике Ферми».
1927, осень	— В Риме организуется неофициальная физическая группа: Ферми, Разетти, Сегре, Майорана, Амальди.
1928, весна	— Отклоняет предложение сменить Э. Шредингера на кафедре в Цюрихе.
1928, 19 июля	— Женится на Лауре Капон.
1928	— Избрание иностранным чл.-корр. АН СССР.
1929, 18 марта	— Избрание членом Королевской академии Италии.
1930	— Проводит лето в Мичиганском университете, Анн-Арбор, шт. Мичиган (первое посещение США). Читает лекции, ставшие знаменитым обзором по квантовой теории излучения.

1931, 11—18 октября	— Участвует в работе Международного Вольтовского конгресса по ядерной физике, созванного Королевской академией Италии.
1932, 7 июля	— Выступает с докладом «Современное состояние физики атомного ядра» на Международном конгрессе по электричеству в Париже.
1932, 27 июля	— Избрание членом-корреспондентом Национальной академии Линчеи (Рим), старейшей итальянской академии.
1933, 22—29 октября	— Присутствует на Сольвеевском конгрессе по ядерной физике (Брюссель).
1933, декарь	— Создает теорию бета-распада.
1934, январь	— Теория бета-распада опубликована как письмо в редакцию «Ricerca Scientifica».
1934, 21 марта	— Получает первые радиоактивные изотопы при облучении веществ нейтронами.
1934, лето	— Читает лекции в Аргентине, Бразилии и Уругвае.
1934, 22 октября	— Открывает влияние водородсодержащих веществ на активность, наводимую нейтронами, и объясняет это влияние эффектом замедления нейтронов.
1934	— Пишет книгу «Молекулы и кристаллы».
1935, 6 мая	— Избрание членом Национальной академии Линчеи (Рим).
1935	— Проводит лето в Мичиганском университете (США).
1936	— Проводит лето в Колумбийском университете (Нью-Йорк, США). Пишет книгу «Термодинамика».
1937	— Проводит лето в Стэнфордском университете (США).
1938, 10 ноября	— Присуждена Нобелевская премия.
1938, начало декабря	— Покидает Италию.
1938, 10 декабря	— В Стокгольме вручается Нобелевская премия.
1939, 2 января	— Прибывает пароходом в Нью-Йорк, США.
1939, январь	— Становится сотрудником Колумбийского университета. Начинает исследования по физике деления.
1939, 26 января	— На Пятой конференции по теоретической физике, созванной в Вашингтоне совместно Университетом Вашингтона и Институтом Карнеги, обсуждает с Н. Бором следствия открытия деления и выдвигает гипотезу об испускании нейтронов при делении.
1939, 17 марта	— Встреча с адмиралом С. Хупером для обсуждения возможности использования атомной энергии для военных целей.
1939	— Проводит лето в Мичиганском университете, Анн-Арбор. Пишет работу о влиянии плотности вещества на его тормозную способность (фермиевский эффект плотности).
1941, 8 декабря	— В результате вступления США в войну становится «подданным враждебной державы».
1941, конец декабря	— В связи с исследованиями цепной реакции начинает регулярно посещать Чикаго, соблюдая правила военного времени для передвижения «подданных враждебной державы».

1942, весна	— Работа над цепной реакцией сосредоточивается в Чикаго, куда переезжает и Ферми.
1942, 30 ноября	— Награжден медалью Хьюза Лондонского Королевского общества (за работы в области ядерной химии и физики).
1942, 2 декабря	— Руководит экспериментом, в котором впервые была получена самоподдерживающаяся цепная реакция.
1944, 11 июля	— Становится гражданином США.
1944, сентябрь	— Присутствует на запуске первого котла в Хэнфорде; помогает разобраться в «отравлении» котла. Вскоре переходит на работу в Лос-Аламос.
1945, 24 апреля	— Избрание членом Национальной академии наук (Вашингтон).
1945, 16 июля	— Принимает участие в испытании первой атомной бомбы в Аламогордо (шт. Нью-Мексико).
1945, 31 декабря	— Прекращает работу в Лос-Аламосе.
1946, 2 января	— Становится сотрудником созданного в Чикаго Института ядерных исследований.
1946, 12 января	— Награжден медалью «За заслуги», высшей наградой правительства США для штатских лиц.
1946—1953	— Периодически консультирует в Лос-Аламосе.
1946—1950	— Член Генерального консультативного комитета Комиссии по атомной энергии США.
1948, 15 мая	— Национальная академия Линчеи (Рим) присуждает медаль Донегани (за работы по химии).
1949, сентябрь	— Присутствует на международных конференциях по физике космических лучей в Базеле (Швейцария) и Комо (Италия). Выступает с докладом о выдвинутой им теории происхождения космических лучей.
1949, осень	— Читает Донегановские лекции в Риме и Милане (книга «Лекции по атомной физике»).
1950, апрель	— Читает Силлимановские мемориальные лекции в Йельском университете, Нью-Хэйвен, шт. Коннектикут (книга «Элементарные частицы»).
1950, 27 апреля	— Избран иностранным членом Королевского об-ва (Лондон).
1950	— Предлагает статистическую теорию рождения мезонов.
1951, лето	— Начинает эксперименты по взаимодействию пионов с водородом.
1953	— Избран президентом Американского физического общества.
1954, лето	— Участвует в работе школы по теоретической физике в Лез-Уш (Франция) и международной школы по физике в Варенне (Италия), позднее получившей имя Энрико Ферми. В Варенне читает лекции, изданные посмертно как «Лекции о пионах и нуклонах».
1954, 29 ноября	— В Чикаго умер Энрико Ферми.
1954, 2 декабря	— Награжден (посмертно) премией Энрико Ферми, учрежденной Комиссией по атомной энергии США.

БИБЛИОГРАФИЯ ТРУДОВ Э. ФЕРМИ *

Журнальные статьи, отчеты, лекции и частные сообщения

1. Sulla dinamica di un sistema rigido di cariche elettriche in moto traslatorio. Nuovo Cimento, 1921, **22**, 199—207. [Статья 1.]

2. Sull'elettrostatica di un campo gravitazionale uniforme e sul peso delle masse elettromagnetiche. Nuovo Cimento, 1921, **22**, 176—188. [Статья 2.]

3. Sopra i fenomeni che avvengono in vicinanza di una linea oraria. Rend. Lincei, 1922, **31** (1), 21—23, 51—52, 101—103. [Статья 3.]

4. I raggi Röntgen. Nuovo Cimento, 1922, **24**, 133—163. [Рентгеновские лучи.]

5а. Über einen Widerspruch zwischen der elektrodynamischen und der relativistischen Theorie der elektromagnetischen Masse. Phys. Zeit., 1922, **23**, 340—344.

5б. I. Correzione di una grave discrepanza tra la teoria delle masse elettromagnetiche e la teoria della relatività. Inerzia e peso dell'elettricità. Rend. Lincei, 1922, **31**, (1), 184—187; II. Correzione di una grave discrepanza tra la teoria elettrodinamica e quella relativistica delle masse elettromagnetiche. Inerzia e peso dell'elettricità. Rend. Lincei, 1922, **31**, (1), 306—309.

5в. Correzione di una contraddizione tra la teoria elettrodinamica e quella relativistica delle masse elettromagnetiche. Nuovo Cimento, 1923, **25**, 159—170. [Статья 4.]

6. Le masse nella teoria della relatività. Из приложений к книге: A. Kopff. I fondamenti della relatività Einsteiniana. Hoepli, Milano, 1923, pp. 342—344. [Статья 5.]

7. Formazione di immagini coi raggi Röntgen. Nuovo Cimento, 1923, **25**, 63—68. [Статья 6.]

8. Sul peso dei corpi elastici. Memorie Lincei, 1923, **14**, 114—124. [Статья 7.]

9. Sul trascinamento del piano di polarizzazione da parte di un mezzo rotante. Rend. Lincei, 1923, **32** (1), 115—118. [Статья 8.]

10. Sulla massa della radiazione in uno spazio vuoto. *E. Fermi*, *A. Pontremoli*. Rend. Lincei, 1923, **32** (1), 162—164. [Статья 9.]

11. Il principio delle adiabatiche ed i sistemi che non ammettono coordinate angolari. Nuovo Cimento, 1923, **25**, 171—175 [Статья 10.]

12а. Dimostrazione che in generale un sistema meccanico normale è quasi ergodico. Nuovo Cimento, 1923, **25**, 267—269.

12б. I. Beweis dass ein mechanichen Normalsystem im allgemeinen quasiergodisch ist.

---

* Статьи располагаются в хронологическом порядке соответственно времени выполнения работы, если оно точно известно, и времени публикации — в противном случае. Различные варианты одной и той же статьи отмечаются буквами (например, 5а, 5б, 5в). Для статей, написанных в соавторстве, указывается авторский коллектив полностью.
Буквой L (Letter) в тексте ссылки, перед номером страницы, отмечаются письма в редакцию, а буквой A (Abstract) — аннотации статей или докладов. В квадратных скобках после ссылки указывается порядковый номер, под которым эта статья помещена в настоящем издании, а в противном случае дается перевод названия работы. Звездочкой отмечены работы, впервые опубликованные в цитировавшемся собрании трудов Ферми на языках оригинала.— *Прим. ред.*

Phys. Zeit., 1923, **24**, 261—265; II. Über die Existenz quasi-ergodischer Systeme. Phys. Zeit., 1924, **25**, 166—167. [Статья 11.]

13. Alcuni teoremi di meccanica analitica importanti per la teoria dei quanti. Nuovo Cimento, 1923, **25**, 271—285. [Статья 12.]

14. Sulla teoria statistica di Richardson dell'effetto fotoelettrico. Nuovo Cimento, 1923, **26**, 97—104. [Статья 13.]

15. Generalizzazione del teorema di Poincaré sopra la non esistenza di integrali uniformi di un sistema di equazioni canoniche normali. Nuovo Cimento, 1923, **26**, 105—115. [Обобщение теоремы Пуанкаре о несуществовании однородных интегралов системы канонических нормальных уравнений.]

16. Sopra la teoria di Stern della costante assoluta dell'entropia di un gas perfetto monoatomico. Rend. Lincei, 1923, **32** (2), 395—398. [Статья 14.]

17а. Sulla probabilità degli stati quantici. Rend. Lincei, 1923, **32** (2), 493—495.

17б. Über die Wahrscheinlichkeit der Quantenzustände. Z. Physik, 1924, **26**, 54—56. [Статья 15.]

18. Sopra la riflessione e la diffusione di risonanza. Rend. Lincei, 1924, **33** (1), 90—93. [Статья 16.]

19. Considerazioni sulla quantizzazione dei sistemi che contengono degli elementi identici. Nuovo Cimento, 1924, **1**, 145—152. [Статья 17.]

20. Sull'equilibrio termico di ionizzazione. Nuovo Cimento, 1924, **1**, 153—158. [Статья 18.]

21а. Über die Theorie des Stosses zwischen Atomen und elektrisch geladenen Teilchen. Z. Physik, 1924, **29**, 315—327. [Статья 19.]

21б. Sulla teoria dell'urto tra atomi e corpuscoli elettrici. Nuovo Cimento, 1925, **2**, 143—158; см. также: Rend. Lincei, 1924, **33**, 243—245.

22а. Berekeningen over de intensiteiten van spektraallijnen. Physica, 1924, **4**, 340—343.

22б. Sopra l'intensita delle righe multiple. Rend. Lincei, 1925, **1**, 120—124. [Статья 20.]

23. Sopra l'urto tra atomi e nuclei di idrogeno. Rend. Lincei, 1925, **1**, 77—80. [Статья 21.]

24. Sui principi della teoria dei quanti. Rend. Seminario matematico Università di Roma, 1925, **8**, 7—12. [Принципы теории квантов.]

25. Una relazione tra le costanti delle bande infrarosse delle molecole triatomiche. Rend. Lincei, 1925, **1**, 386—387. [Статья 22.]

26. Effect of an Alternating Magnetic Field on the Polarisation of the Resonance Radiation of Mercury Vapour. *E. Fermi*, *F. Rasetti*. Nature (London), 1925, **115**, L764. [Влияние переменного магнитного поля на поляризацию резонансного излучения паров ртути.]

27. Über den Einfluss eines wechselnden magnetischen Feldes auf die Polarisation der Resonanzstrahlung. *E. Fermi*, *F. Rasetti*. Z. Physik, 1925, **33**, 246—250. [Действие переменного магнитного поля на поляризацию резонансного излучения.]

28. Effetto di un campo magnetico alternato sopra la polarizzazione della luce di risonanza. *E. Fermi*, *F. Rasetti*. Rend. Lincei, 1925, **1**, 716—722. [Статья 23.]

29. Ancora dell'effetto di un campo magnetico alternato sopra la polarizzazione della luce di risonanzar. *E. Fermi*, *F. Rasetti*. Rend. Lincei, 1925, **2**, 117—120. [Статья 24.]

30. Sopra la teoria dei corpi solidi. Periodico di Matematiche, 1925, **5**, 264—274. [О теории твердых тел.]

31. Sulla quantizzazione del gas perfetto monoatomico. Rend. Lincei, 1926, **3**, 145—149. [О квантовании одноатомного идеального газа.]

32. Zur Quantelung des idealen einatomigen Gases. Z. Physik, 1926, **36**, 902—912. [Статья 25.]

33. Sopra l'intensità delle righe proibite nei campi magnetici intensi. Rend. Lincei, 1926, 3, 478—483. [Статья 26.]

34. Argomenti pro e contro la ipotesi dei quanti luce. Nuovo Cimento, 1926, 3, 47—54. [Аргументы за и против гипотезы о световых квантах.]

35. Problemi di chimica, nella fisica dell'atomo. Periodico di Matematiche, 1926, 6, 19—26. [Химические проблемы в физике атома.]

36. Sopra l'elettrone rotante. *F. Rasetti*, *E. Fermi*. Nuovo Cimento, 1926, 3, 226—235. [Статья 27.]

37. Zur Wellenmechanik des Stossvorganges. Z. Physik, 1926, **40**, 399—402. [Статья 28.]

38. Il principio della adiabatiche e la nozione di forza viva nella nuova meccanica ondulatoria. *E. Fermi*, *E. Persico*. Rend. Lincei, 1926, 4 (2), 452—457. [Статья 29.]

39а. Sopra una formula di calcolo delle probabilità. Nuovo Cimento, 1926, 3, 313—318. [Статья 30.]

39б*. Un teorema di calcolo delle probabilità ed alcune sue applicazioni. Tesi di Abilitazione della Scuola Normale Superiore. Pisa, 1922 (Inedito). [Об одной теореме теории вероятностей и некоторых ее приложениях. Дипломная работа (неопубликовано).]

40. Quantum Mechanics and the Magnetic Moment of Atoms. Nature (London), 1926, **118**, L 876. [Статья 31.]

41а. Eine Messung des Verhältnisses h/k durch die anomale Dispersion des Thalliumdämpfes. *E. Fermi*, *F. Rasetti*. Z. Physik, 1927, **43**, 379—383. [Статья 32.]

41б. Una misura del rapporto h/k per mezzo della dispersione anomala del tallio. *E. Fermi*, *F. Rasetti*. Rend. Lincei, 1927, 5, 566—570.

42. Gli effetti elettro e magnetoottici e le loro interpretazioni. Специальный выпуск журнала «Energia Elettrica» в связи со 100-летием со дня смерти А. Вольта. Roma, 1927, 109—120 [Статья 33.]

43. Sul meccanismo dell'emissione nella meccanica ondulatoria. Rend. Lincei, 1927, 5, 795—800. [Статья 34.]

44. Un metodo statistico per la determinazione di alcune proprietà dell'atomo. Rend. Lincei, 1927, 6, 602—607. [Статья 35.]

45. Sulla deduzione statistica di alcune proprietà dell'atomo. Applicazione alla teoria del sistema periodico degli elementi. Rend. Lincei, 1928, 7, 342—346. [Статья 36.]

46. Sulla deduzione statistica di alcune proprietà dell'atomo. Calcolo della correzione di Rydberg per i termini s. Rend. Lincei, 1928, 7, 726—730. [О статистическом выводе некоторых свойств атома. Вычисление поправки Ридберга к *s*-термам.]

47. Anomalous Groups in the Periodic System of Elements. Nature (London), 1928, **12**, L502. [Аномальные группы в периодической системе элементов.]

48. Eine statistische Methode zur Bestimmung einiger Eigenschaften des Atoms und ihre Anwendung auf die Theorie des periodischen Systems der Elemente. Z. Physik, 1928, **48**, 73—79. [Статистический метод определения некоторых свойств атома и его применения к теории периодической системы элементов.]

49. Statistische Berechnung der Rydbergkorrektionen der *s*-Terme. Z. Physik, 1928, **49**, 550—554. [Статистический расчет поправки Ридберга к *s*-термам.]

50. Über die Anwendung der statistischen Methode auf die Probleme des Atombaues. В кн. Falkenhagen (ed). «Quantentheorie und Chemie. Leipziger Vortraege». Hirzel, Leipzig, 1928, 95—111. [Статья 37.]

51. Sopra l'elettrodinamica quantistica. Rend. Lincei, 1929, 9, 881—887. [Статья 38.]

52. Sul moto di un corpo di massa variabile. Rend. Lincei, 1929, 9, 984—986. [Статья 39.]

53. I fondamenti sperimentali delle nuove teorie fisiche. Atti Soc. It. Progr. Sci., 18ª Riunione, 1929, vol. I, 365—371. [Экспериментальные основы новых физических теорий.]

54. Problemi attuali della fisica. Annali dell'Istruzione media, 1929, 5, 424—428. [Современные проблемы физики.]

55. Sulla teoria quantistica delle frange di interferenza. Rend. Lincei, 1929, **10**, 72—77; Nuovo Cimento, 1930, 7, 153—158. [О квантовой теории интерференционных полос.]

56. Sul complesso 4d della molecola di elio. Rend. Lincei, 1929, **10**, 515—517; Nuovo Cimento, 1930, **7**, 159—161. [Статья 40.]

57а. Über das Intensitätverhältnis der Dublettkomponenten der Alkalien. Z. Physik, 1930, 59, 680—686. [Статья 41.]

57б. Sul rapporto delle intensità nei doppietti dei metalli alcalini. Nuovo Cimento, 1930, 7, 201—207.

58. Magnetic Moments of Atomic Nuclei. Nature (London), 1930, **125**, L 16. [Магнитные моменты атомных ядер.]

59а. Sui momenti magnetici dei nuclei atomici. Mem. Accad. d'Italia, 1930, **1** (Fis.), 139—148.

59б. Über die magnetischen Momente der Atomkerne. Z. Physik, 1930, **60**, 320—333. [Статья 42.]

60. L'interpretazione del principio di causalità nella meccanica quantistica. Rend. Lincei, 1930, **11**, 980—985; Nuovo Cimento, 1930, 7, 361—366. [Статья 43.]

61. Atomi e stelle. Atti Soc. It. Progr. Sci., 19ª Riunione, 1930, vol. 1, 228—235. [Атомы и звезды.]

62. I fondamenti sperimentali della nuova meccanica atomica. Periodico di Matematiche, 1930, **10**, 71—84. [Экспериментальные основы новой атомной механики.]

63. La fisica moderna. Nuova Antologia, 1930, **65**, 137—145. [Статья 44.]

64. Sul calcolo degli spettri degli ioni. Mem. Accad. d'Italia, 1930, **1** (Fis.), 149—156; Nuovo Cimento, 1931, 8, 7—14. [Статья 45.]

65. Sopra l'elettrodinamica quantistica. Rend. Lincei, 1930, **12**, 431—435. [Статья 46.]

66. Le masse elettromagnetiche nella elettrodinamica quantistica. Nuovo Cimento, 1931, 8, 121—132. [Статья 47.]

67. La théorie du rayonnement. Annales de l'Inst. H. Poincaré, 1931, **1**, 53—74. [Теория излучения.]

68. Über den Ramaneffekt des Kohlendioxyds. Z. Physik, 1931, **71**, 250—259. [О эффекте Рамана на двуокиси углерода.]

69. Über den Ramaneffect des Steinsalzes. *E. Fermi*, *F. Rasetti*. Z. Physik, 1931, **71**, 689—695. [О эффекте Рамана на каменной соли.]

70. Quantum Theory of Radiation. Rev. Mod. Phys., 1932, 4, 87—132. [Статья 48.]

71. Über die Wechselwirkung von zwei Elektronen. *H. Bethe*, *E. Fermi*. Z. Physik, 1932, 77, 296—306. [Статья 49.]

72. L'effetto Raman nelle molecole e nei cristalli. Mem. Accad. d'Italia, 1932, 3 (Fis.), 239—256. [Статья 50.]

73а. État actuel de la physique du noyau atomique. Congrès International d'électricité. Paris, 1932, C. R., 1 sect., Rep. 22, 789—807.

73б. Lo stato attuale della fisica del nucleo atomico. Ric. Scient., 1932, **3** (2), 101—113. [Статья 51.]

74. Sulle bande di oscillazione e rotazione dell'ammoniaca. Rend. Lincei, 1932, **16**, 179—185; Nuovo Cimento, 1932, 9, 277—283. [Статья 52.]

75. Azione del campo magnetico terrestre sulla radiazione penetrante. *E. Fermi*, *B. Rossi*. Rend. Lincei, 1933, **17**, 346—350; Nuovo Cimento, 1933, **10**, 333—338. [Статья 53.]

76а. Zur Theorie der Hyperfeinstructuren. *E. Fermi*, *E. Segrè*. Z. Physik, 1933, 82, 729—749.

76б. Sulla teoria delle strutture iperfini. *E. Fermi*, *E. Segrè*. Mem. Accad. d'Italia, 1933, 4 (Fis.), 131—158. [Статья 54.]

77а. Sulla ricombinazione di elettroni e positroni. *E. Fermi*, *G. Uhlenbeck*. Ric. Scient. 1933, 4 (2), 157—160.

77б. On the Recombination of Electrons and Positrons. *E. Fermi*, *G. Uhlenbeck*. Phys. Rev., 1933, **44**, 510—511. [Статья 55.]

78. Uno spettrografo per raggi «gamma» a cristallo di bismuto. *E. Fermi*, *F. Rasetti*. Ric. Scient., 1933, 4 (2), 299—302. [Статья 56.]

79. Tentativo di una teoria dell'emissione dei raggi «beta». Ric. Scient., 1933, 4 (2), 491—495. [Попытка создания теории испускания бета-лучей.]

80. Le ultime particelli costitutive della materia. Atti Soc. It. Progr. Sci., 22^{a} Riunione, 1933, vol. 2, 7—14; Scientia, 1934, 55, 21—28. [Статья 57.]

81а. Tentativo di una teoria dei raggi β. Nuovo Cimento, 1934, **11**, 1—19.

81б. Versuch einer Theorie der β-Strahlen. Zs. f. Physik, 1934, 88, 161—171. [Статья 58.]

82. Zur Bemerkung von G. Beck und K. Sitte. Zs. f. Physik, 1934, 89, 522. [К замечанию Ж. Бека и К. Ситте.]

83. Le orbite ∞ s degli elementi. *E. Fermi*, *E. Amaldi*. Mem. Accad. d. Italia, 1934, 6 (1) (Fis), 119—149. [Статья 59.]

84. Radioattività indotta da bombardamento di neutroni.— I. Ric. Scient., 1934 5 (1), L 283. [Статья 61.]

85. Radioattività provocata da bombardamento di neutroni.— II. Ric. Scient., 1934, 5 (1), L 330—331. [Статья 62.]

86. Radioactivity Induced by Neutron Bombardment. Nature (London), 1934, **133**, L 757. [Радиоактивность, наведенная бомбардировкой нейтронами.]

87. Radioattività «beta» provocata da bombardamento di neutroni.— III. *E. Amaldi*, *O. D.'Agostino*, *E. Fermi*, *F. Rasetti*, *E. Segrè*. Ric. Scient., 1934, 5 (1), L 452—453. [Бета-радиоактивность, наведенная бомбардировкой нейтронами — III.]

88. Sulla possibilità di produrre elementi di numero atomico maggiore di 92. *E. Eermi*, *F. Rasetti*, *O. D.'Agostino*. Ric. Scient., 1934, 5 (1), L 536—537. [О возможности образования элементов с атомным номером больше 92.]

89. Possible Production of Elements of Atomic Number Higher than 92. Nature (London), 1934, **133**, 898—899. [Статья 63.]

90. Radioattività provocata da bombardamento di neutroni.— IV. *E. Amaldi*, *O. D'Agostino*, *E. Fermi*, *F. Rasetti*, *E. Segrè*. Ric. Scient., 1934, 5 (1), L 652—653. [Радиоактивность, наведенная бомбардировкой нейтронами.— IV.]

91. Radioattivita provocata da bombardamento di neutroni.—V. *E. Amaldi*, *O. D'Agostino*, *E. Fermi*, *F. Rasetti*, *E. Segrè*. Ric. Scient., 1934, 5 (2), L21—22. [Радиоактивность, наведенная бомбардировкой нейтронами.— V.]

92. Sopra lo spostamento per pressione delle righe elevate delle serie spettrali. Nuovo Cimento, 1934, **11**, 157—166. [Статья 64.]

93. Radioattività prodotta da bombardamento di neutroni. Nuovo Cimento, 1934, **11**, 429—441. [Радиоактивность, вызванная бомбардировой нейтронами.]

94. Nuovi radioelementi prodotti con bombardamento di neutroni. *E. Amaldi*, *E. Fermi*, *F. Rasetti*, *E. Segrè*. Nuovo Cimento, 1934, **11**, 442—451. [Новые радиоактивные элементы, образованные при бомбардировке нейтронами.]

95. Artificial Radioactivity Produced by Neutron Bombardment. *E. Fermi*, *E. Amaldi*, *O. D' Agostino*, *F. Rasetti*, *E. Segrè*. Proc. Roy. Soc. (London), 1934, **A146** , 483—500. [Статья 65.]

96. Artificial Radioactivity Produced by Neutron Bombardment. Nature (London, 1934, **134**, A 668. [Искусственная радиоактивность, наведенная бомбардировкой нейтронами.]

97. Conferencias. Faculdad de Ciencias exactas Fisicas y Naturales, Publicación 15, Buenos Aires, 1934. [Лекции.]

98. Natural Beta Decay. International Conference on Physics, London 1934, vol. I, Nuclear Physics, 66—71, Physical Society (London). Discussion. [Статья 66.]

99. Artificial Radioactivity Produced by Neutron Bombardment. International Conference on Physics, London 1934, vol. I, Nuclear Physics, 75—77, Physical Society (London). [Искусственная радиоактивность, вызванная бомбардировкой нейтронами.]

100. La radioattività artificiale. Atti Soc. It. Progr. Sci., 23ª Riunione, 1934, vol. I, 34—39. [Искусственная радиоактивность.]

101. Azione di sostanze idrogenate sulla radioattività provocata da neutroni. I. *E. Fermi*, *E. Amaldi*, *B. Pontecorvo*, *F. Rasetti*, *E. Segrè*. Ric. Scient., 1934, 5 (2), L282—283. [Статья 67.]

102. Effetto di sostanze idrogenate sulla radioattività provocata da neutroni. II. *E. Fermi*, *B. Pontecorvo*, *F. Rasetti*. Ric. Scient., 1934, 5 (2), L380—381. [Статья 68.]

103. Radioattività provocata da bombardamento di neutroni.— VII. *E. Amaldi*, *O. D' Agostino*, *E. Fermi*, *B. Pontecorvo*, *F. Rasetti*, *E. Segrè* Ric. Scient., 1934, 5 (2), L467—470. [Радиоактивность, наведенная бомбардировкой нейтронами.— VII.]

104. Radioattività provocata da bombardamento di neutroni.— VIII. *E. Amaldi*, *O. D'Agostino*, *E. Fermi*, *B. Pontecorvo*, *F. Rasetti*, *E. Segrè*. Ric. Scient., 1935, 6 (1), L123—125. [Радиоактивность, наведенная бомбардировкой нейтронами.— VIII.]

105. Artificial Radioactivity Produced by Neutron Bombardment. Part II. *E. Amaldi*, *O. D' Agostino*, *E. Fermi*, *B. Pontecorvo*, *F. Rasetti*, *E. Segrè*. Proc. Roy. Soc. (London), 1935, **A 149**, 522—558. [Статья 69.]

106. On the Velocity Distribution Law for the Slow Neutrons. В кн.: «Verhandelingen op 25 mei 1935 aangeboden aan Prof. P. Zeeman», Martinus Nijhoff, the Hague, 1935, p. 128—130. [Статья 70.]

107. Radioattività indotta da bombardamento di neutroni.— IX. *E. Amaldi*, *O. D. Agostino*, *E. Fermi*, *B. Pontecorvo*, *E. Segrè*. Ric. Scient., 1935, 6 (1), L435—437. [Радиоактивность, наведенная бомбардировкой нейтронами — IX.]

108. Radioattività provocata da bombardamento di neutroni.— X. *E. Amaldi*, *O. D' Agostino*, *E. Fermi*, *B. Pontecorvo*, *E. Segrè*. Ric. Scient., 1935, 6 (1), L581—584. [Статья 71.]

109. Ricerche sui neutroni lenti. *E. Fermi*, *F. Rasetti*. Nuovo Cimento, 1935, **12**, 201—210. [Исследования по медленным нейтронам.]

110. On the Recombination of Neutrons and Protons. Phys. Rev., 1935, 48, 570. [Статья 72.]

111. Recenti risultati sulla radioattività artificiale. Ric. Scient., 1935, 6 (2), 399—402; Atti Soc. It. Progr. Sci., 24ª Riunione, 1935, vol. 3, 116—120. [Недавние результаты по искусственной радиоактивности.]

112. Sull'assorbimento dei neutroni lenti.— I. *E. Amaldi*, *E. Fermi*. Ric. Scient., 1935 6 (2), 344—347. [О поглощении медленных нейтронов.— I.]

113. Sull'assorbimento dei neutroni lenti.— II. *E. Fermi*, *E. Amaldi*. Ric. Scient., 1935, 6 (2), 443—447. [О поглощении медленных нейтронов.— II.]

114. Sull'assorbimento dei neutroni lenti.— III. *E. Amaldi*, *E. Fermi*. Ric. Scient., 1936, 7 (1), 56—59. [О поглощении медленных нейтронов.— III.]

115. Sul cammino libero medio dei neutroni nella paraffina. *E. Amaldi*, *E. Fermi*. Ric. Scient. 1936, 7 (1), 223—225. [О средней длине свободного пробега нейтронов в парафине.]

116. Sui gruppi di neutroni lenti. *E. Amaldi*, *E. Fermi*. Ric. Scient., 1936, 7 (1), 310—315. [О группах медленных нейтронов.]

117. Sulle proprietà di diffusione dei neutroni lenti. *E. Amaldi*, *E. Fermi*. Ric. Scient., 1936, 7 (1), 393—395. [О диффузионных свойствах медленных нейтронов.]

118а. Sopra l'assorbimento e la diffusione dei neutroni lenti. *E. Amaldi*, *E. Fer i*. Ric. Scient., 1936, 7 (1), 454—503.

118б. On the Absorption and the Diffusion of Slow Neutrons. *E. Amaldi*, *E. Fermi*. Phys. Rev., 1936, **50**, 899—928. [Статья 73.]

119. Sul moto dei neutroni nelle sostanze idrogenate. Ric. Scient., 1936,7 (2), 13—52. [Статья 74.]

120. Un maestro: Orso Mario Corbino. Nuova Antologia, 1937, 72, 313—316; L'Energia Elettrica, 1937, **14**, 85—86. [Статья 75.]

121. Un generatore artificiale di neutroni. *E. Amaldi*, *E. Fermi*, *F. Rasetti*. Ric. Scient., 1937, 8 (2), 40—43. [Статья 76.]

122. Tribute to Lord Rutherford. Nature (London), 1937, **140**, 1052. [Статья 77.]

123. Neutroni lenti e livelli energetici nucleari. Nuovo Cimento, 1938, 15, A41—42. [Медленные нейтроны и энергетические уровни ядер.]

124. Azione del boro sui neutroni caratteristici dello iodio. *E. Fermi*, *F. Rasetti*. Ric. Scient., 1938, 9 (2), 472—473. [Статья 78.]

125. On the Albedo of Slow Neutrons. *E. Fermi*, *E. Amaldi*, *G. C. Wick*. Phys. Rev., 1938, 53, L493. [Статья 79.]

126. Prospettive di applicazioni della radioattività artificiale. Rendiconti dell'Istituto di Sanità Pubblica, 1938, vol. I, 421—432. [Перспективы использования искусственной радиоактивности.]

127. Guglielmo Marconi e la propagazione delle onde elettromagnetiche nell'alta atmosfera. Soc. It. Progr. Sci., Collectanea Marconiana, Roma, 1938, 1—5. [Гульельмо Маркони и распространение электромагнитных волн в высоких слоях атмосферы.]

128. Artificial Radioactivity Produced by Neutron Bombardment. Le Prix Nobel en 1938. Les Conféreces Nobel, Stockholm, 1939, p. 1—8. [Статья 80.]

129. The Fission of Uranium. *H. Anderson*, *E. Booth*, *J. Dunning*, *E. Fermi*, *G. Glasoe*, *F. Slack*. Phys. Rev., 1939, 55, L511—512. [Статья 81.]

130. Production of Neutrons in Uranium Bombarded by Neutrons. *H. Anderson*, *E. Fermi*, *H. Hanstein*. Phys. Rev., 1939, 55, L797—798. [Статья 82.]

131. Simple Capture of Neutrons by Uranium. *H. Anderson*, *E. Fermi*. Phys. Rev., 1939, 55, L1106—1107. [Статья 83.]

132. Neutron Production and Absorption in Uranium. *H. Anderson*, *E. Fermi*, *L. Szilard*. Phys. Rev., 1939, 56, 284—286. [Статья 84.]

133. The Absorption of Mesotrons in Air and in Condensed Materials. Phys. Rev., 1939, 56, L1242. [Поглощение мезотронов в воздухе и конденсированных средах.]

134. The Ionization Loss of Energy in Gases and in Condensed Materials. Phys. Rev., 1940, 57, 485—493. [Статья 85.]

135. Fission of Uranium by Alpha—Particles. *E. Fermi, E. Segrè.* Phys. Rev., 1941, **59**, L680—681. [Статья 86.]

136*. Production and Absorption of Slow Neutrons by Carbon. *H. Anderson, E. Fermi.* Report A-21 (September 25, 1940). [Статья 87.]

137. Branching Ratios in the Fission of Uranium (235). *H. Anderson, E. Fermi, A. Grosse.* Phys. Rev., 1941, 59, 52—56. [Статья 88.] См. также Reactions Produced by Neutrons in Heavy Elements. Nature, 1940, 146, 640—642; Science, 1940, **92**, 269—271.

138*. Production of Neutrons by Uranium. *H. Anderson, E. Fermi.* Report A-6 (January 17, 1941). [Статья 89.]

139*. Capture of Resonance Neutrons by a Uranium Sphere Imbedded in Graphite. *E. Fermi, H. Anderson, R. Wilson, E. Creutz.* Appendix A of Report A-12 to The National Defense Research Committee by H. Smyth, Princeton Universsity (June 1,1941). [Статья 90.]

140*. Standards in Slow Neutrons Measurements. *H. Anderson, E. Fermi.* Report A-2 (June 5, 1941). [Стандарты при измерениях медленных нейтронов.]

141*. Some Remarks on the Production of Energy by a Chain Reaction in Uranium. Report A-14 (June 30, 1941). [Статья 91.]

142*. The Absorption of Thermal Neutrons by a Uranium Sphere Imbedded in Graphite. *E. Fermi, G. Weil.* Report A-1 (July 3, 1941). [Поглощение тепловых нейтронов в урановой сфере, помещенной внутри графита.]

143*. Remarks on Fast Neutron Reactions. Report A-46 (October 6, 1941). [Статья 92.]

144*. The Effect of Chemical Binding in the Scattering and Moderation of Neutrons by Graphite. Report C-87. [Влияние химической связи на рассеяние и замедление нейтронов в графите.]

145*. Fission Cross Section of Unseparated Uranium for Fast Rn + Be Neutrons. *H. Anderson, E. Fermi.* Report C-83. [Сечение деления естественного урана на быстрых нейтронах (Rn + Be)-источника.]

146*. Absorption Cross Section for Rn + Be Fast Neutrons. *H. Anderson, E. Fermi, G. Weil.* Report C-72. [Сечения поглощения быстрых нейтронов (Rn + Be)-источника.]

147*. Neutrons Emitted by a Ra + Be Photosource. *B. Feld, E. Fermi.* Report CP—89. [Нейтроны, испускаемые фотоисточником Ra + Be.]

148*. The Absorption Cross Section of Boron for Thermal Neutrons. *H. Anderson, E. Fermi* Report CP-74. [Сечение поглощения бора для тепловых нейтронов.]

149*. A Table for Calculating the Percentage of Loss Due to the Presence of Impurities in Alloy. Report C—5 (February 10, 1942). [Таблица для вычисления потерь, обусловленных наличием примесей в сплаве.]

150*. The Temperature Effect on a Chain Reacting Unit. Effect of the Change of Leakage. Report C—8 (February 25, 1942). [Статья 93.]

151*. Neutron Production in a Lattice of Uranium and Graphite. (Theoretical Part). Report CP-12 (March 17, 1942). [Статья 94.]

152*. Neutron Production in a Lattice of Uranium Oxide and Graphite. (Exponential Experiment). *H. Anderson, B. Feld, E. Fermi, G. Weil, W. Zinn.* Report CP—20 (March 26, 1942). [Статья 95.]

153*. Preliminary Report on the Exponential Experiment in Columbia University. Report CP-26 (March, April 1942). [Предварительный отчет об экспоненциальном эксперименте в Колумбийском университете.]

154*. The Use of Reflectors and Seeds in a Power Plant. *G. Breit, E. Fermi.* Report C-11 (March 9, 1942). [Применение отражателей и сердцевины в энергетических установках.]

155*. Slowing Down and Diffusion of Neutrons. Report C-29. [Замедление и диффузия нейтронов. (Запись лекции 10 марта 1942 г.)]

156*. Determination of the Albedo and the Measurement of Slow Neutron Density. Report C-31. [Определение альбедо и измерение плотности медленных нейтронов. (Запись лекции 17 марта 1942 г.)]

157*. The Number of Neutrons Emitted by a Ra + Be Source (Source I). *H. Anderson*, *E. Fermi*, *J. Roberts*, *M. Whitaker*. Report C-21 (March 21, 1942). [Число нейтронов, испускаемых источником Ra + Be (Источник I).]

158*. The Determination of the Ratio Between the Absorption Cross Section of Uranium and Carbon for Thermal Neutrons. Report C-84 (May 15, 1942). [Определение отношения сечений поглощения тепловых нейтронов в уране и углероде.]

159*. Effect of Atmospheric Nitrogen and of Changes of Temperature on the Reproduction Factor. Report CP-85 (May 19, 1942). [Влияние атмосферного азота и изменений температуры на коэффициент размножения.]

160*. The Absorption of Graphite for Thermal Neutrons. Report C-154. [Поглощение тепловых нейтронов в графите. (Запись лекции 30 июня 1942 г.)]

161*. Longitudinal Diffusion in Cylindrical Channels. *E. Fermi*, *A. Weinberg*. Report C-170 (July 7, 1942). [Продольная диффузия в цилиндрических каналах.]

162*. The Number of Neutrons Emitted by Uranium per Thermal Neutron Absorbed. Report C-190 (July 16, 1942). [Статья 96.]

163*. Status of Research Problems in Experimental Nuclear Physics. Excerpt from Report C-133 for Week Ending June 20, 1942. [Состояние исследовательских работ по экспериментальной ядерной физике.]

164*. Status of Research Problems in Experimental Nuclear Physics. Excerpt from Report C-207 for Week Ending July 25, 1942. [Состояние исследовательских работ по экспериментальной ядерной физике.]

165*. Status of Research Problems of the Physics Division. Excerpt from Report CP-235 for Month Ending August 15, 1942. [Статья 97.]

166*. Exponential Pile N 11. Excerpt from Report CA-247 for Week Ending August 29, 1942. [Экспоненциальный котел № 11.]

167*. Effect of Temperature Changes on the Reproduction Factor. *R. F. Christy*, *E. Fermi*, *A. M. Weinberg*. Report CP-254 (September 14, 1942). [Влияние изменений температуры на коэффициент размножения.]

168*. Status of Research Problems of the Physics Division. Excerpt from Report CP-257 for Month Ending September 15, 1942. [Состояние исследовательских работ в физическом отделе.]

169*. Purpose of the Experiment at the Argonne Forest. Meaning of the Reproduction Factor «*k*». Report CP-283 [Цель эксперимента в Аргоннском лесу. Смысл коэффициента размножения «*k*». (Запись лекции 23 сентября 1942 г.)]

170*. The Critical Size — Measurement of «k» in the Exponential Pile. Report CP-289. [Критический размер — измерение «k» в экспоненциальном котле. (Запись лекции 30 сентября 1942 г.)]

171*. Problem of Time Dependence of the Reaction Rate: Effect of Delayed Neutrons Emission. Report CP-291 (Notes on Lecture of October 7, 1942). [Статья 98.]

172*. The Projected Experiment at Argonne Forest and the Reproduction Factor in Metal Piles. Excerpts from Report CP-297 for Month Ending October 15, 1942. [Эксперимент, готовящийся в Аргоннском лесу, и коэффициент размножения в котлах с металлом.]

173*. Methods of Cooling Chain Reacting Piles. (CP) Memo-10 (October 5, 1942). [Методы охлаждения ядерных котлов.]

174*. The Effect of Bismuth on the Reproduction Factor. Excerpt from Report CA-320, Bulletin for Week Ending October 31, 1942. [Статья 99.]

175*. A Simplified Control. Optimum Distribution of Materials in the Pile. Report CP-314. [Упрощенное управление. Оптимальное распределение материалов в котле. (Запись лекции 20 октября 1942 г.)]

176*. Design of the Graphite-Uranium Lattice: Experimental Determination of f_t from the Cd Ratio. Report CP-337 [Конструкция уран-графитовой решетки: экспериментальное определение f_t по кадмиевому отношению (Запись лекций 27 октября и 3 ноября 1942 г.)]

177*. Calculation of the Reproduction Factor. Report CP-358. [Вычисление коэффициента размножения. (Запись лекции 10 ноября 1942 г.)]

178*. The Experimental Chain Reacting Pile and Reproduction Factor in Some Exponential Piles. Excerpts from Report CP-341 for Month Ending November 15, 1942. [Экспериментальный ядерный котел и коэффициенты размножения некоторых экспоненциальных котлов.]

179*. Feasibility of a Chain Reaction. Report CP-383 (November 26, 1942). [Статья 100.]

180*. Work Carried out by the Physics Division. Excerpt from Report CP-387 for Month Ending December 15, 1942. [Работы, выполненные в физическом отделе.]

181. Experimental Production of a Divergent Chain Reaction. Am. J. Phys., 1952, **20**, 536—558. [Статья 101.]

182*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CP-416 for Month Ending January 15, 1943. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

183*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CP-455 for Month Ending February 6, 1943. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

184*. The Utilization of Heavy Hydrogen in Nuclear Chain Reactions. (Memorandum of Conference between Prof. E. Fermi and Prof. H. C. Urey on March 6, 7 and 8, 1943). Report A-544. [Статья 102.]

185*. The Slowing Down of Neutrons in Heavy Water. Report CP-530 (March 19, 1943). [Замедление нейтронов в тяжелой воде.]

186*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CP-570 for Month Ending April 17, 1943. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

187*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CP-641 for Month Ending May 10, 1943. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

188*. Standardization of the Argonn Pile. *H. Anderson, E. Fermi, J. Marshall, L. Woods.* Excerpt from Report CP-641 for Month Ending May 10, 1943. [Градуировка Аргоннского котла.]

189*. Tests on a Shield for the Pile at Site W. *E. Fermi, W. H. Zinn.* Report CP-684 (May 25, 1943). [Статья 103.]

190*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CP-718 for Month Ending June 12, 1943. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

191. Production of Low Energy Neutrons by Filtering Through Graphite. *H. Anderson, E. Fermi, L. Marshall.* Phys. Rev., 1946, **70**, 815—817. [Статья 104.]

192*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CP-781 for Month Ending July 10, 1943. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

193*. Range of Indium Resonance Neutrons from a Source of Fission Neutrons. *E. Fermi*, *G. L. Weil*. Excerpt from Report CP-871 for Month Ending August 14, 1943. [Пробег нейтронов с энергией индиевого резонанса, исходящих из источника нейтронов деления.]

194*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CP-1016 for Month Ending October 23, 1943. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

195*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CP-1088 for Month Ending November 23, 1943. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

196*. The Range of Delayed Neutrons. *E. Fermi*, *G. Thomas*. Excerpt from Report CP-1088 for Month Ending November 23, 1943. [Пробег запаздывающих нейтронов.]

197*. Slowing Down of Fission Neutrons in Graphite. *E. Fermi*, *J. Marshall*, *L. Marshall*. Report CP-1084 (November 25, 1943). [Замедление нейтронов деления в графите.]

198*. Fission Cross-Section and ν-Value for 25. *E. Fermi*, *J. Marshall*, *L. Marshall*. Report CP-1186 (December 31, 1943). [Сечение деления и значение ν для 25.]

199*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CP-1175 for Month Ending December 25, 1943. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

200. A Thermal Neutron Velocity Selector and its Application to the Measurement of the Cross-Section of Boron. *E. Fermi*, *J. Marshall*, *L. Marshall*. Phys. Rev., 1947, 72, 193—196. [Статья 105.]

201*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CP-1255 for Month Ending January 24, 1944. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

202*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CP-1389 for Month Ending February 24, 1944. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

203*. Report of Fermi's Activities with the Marshall Group. Excerpt from Report CP-1389 for Month Ending February 24, 1944. [Отчет о работе Ферми с группой Маршалла.]

204*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CP-1531 for Month Ending March 25, 1944. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

205*. Range of Fission Neutrons in Water. *H. L. Anderson*, *E. Fermi*, *D. E. Nagle*. Excerpt from Report CP-1531 for Month Ending March 25, 1944. [Пробег нейтронов деления в воде.]

206*. Evidence for the Formation of 26. *E. Fermi*, *L. Marshall*. Excerpt from Report CP-1531 for Month Ending March 25, 1944. [Указания на образование 26.]

207*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CP-1592 for Month Ending April 24, 1944. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

208*. Absorption of 49. Excerpt from Report CP-1592 for Month Ending April 24, 1944. [Статья 106.]

209*. Comparison of the Ranges in Graphite of Fission Neutrons from 49 and 25. *E. Fermi*, *A. Heskett*, *D. E. Nagle*. Excerpt from Report CP-1592 for Month Ending April 24, 1944. [Сравнение пробегов в графите нейтронов деления от 49 и 25.]

210. Method for Measuring Neutron-Absorption Cross Sections by the Effect on the Reactivity of a Chain-Reacting Pile. *H. L. Anderson*, *E. Fermi*, *A. Wattenberg*, *G. L. Weil*, *W. H. Zinn*. Phys. Rev., 1947, 72, 16—23. [Статья 107.]

211*. Discussion on Breeding. Excerpt from Report N-1729 (Notes on Meeting of April 26, 1944). [Статья 108.]

212*. Report on Recent Values of Constants of 25 and 49. Report CK-1788 (May 19, 1944). [О недавно найденных значениях констант для 25 и 49.]

213*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CP-1729 for Month Ending May 25, 1944. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

214*. Dissociation Pressure of Water Due to Fission. *H. L. Anderson*, *E. Fermi*. Excerpt from Report CP-1729 for Month Ending May 25, 1944. [Статья 109.]

215*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CK-1761 for Month Ending May 25, 1944. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

216*. Summary of Experimental Research Activities. Excerpt from Report CP-1827 for Month Ending June 25, 1944. [Сводка экспериментальных исследовательских работ.]

217*. Collimation of Neutron Beam from Thermal Column of CP-3 and the Index of Refraction for Thermal Neutrons. *E. Fermi*, *W. H. Zinn*. Excerpt from Report CP-1965 for Month Ending July 29, 1944. [Статья 110.]

218*. Methods for Analysis of Helium Circulating in the 105 Unit. Document HW 3-492 (August 7, 1944). [Методы анализа гелия, циркулирующего в установке 105.]

219*. Boron Absorption of Fission Activation. *H. L. Anderson*, *E. Fermi*. Excerpt from Report CF-2161 for Month Ending September 23, 1944. [Влияние борных поглотителей на деление.]

220. Reflection of Neutrons on Mirrors. *E. Fermi*, *W. H. Zinn*. Physical Society Cambridge Conference Report, 92 (1947). [Статья 111.]

221*. Relation of Breeding to Nuclear Properties. Excerpt from Report CF-3199 (Discussion on Breeding), June 19—20, 1945. [Связь воспроизводства с ядерными свойствами.]

222*. A Course in Neutron Physics. Part I, Document LADC-225 (February 5, 1946); Part II (Declassified in 1962). [Статья 112.]

223. The Development of the First Chain Reacting Pile. Proc. Amer. Phil. Soc., 1946, **90**, 20—24. [Статья 113.]

224. Atomic Energy for Power. The George Westinghouse Centennial Forum. Science and Civilization — The Future of Atomic Energy. [Статья 114.]

225. Elementary Theory of the Chain-Reacting Pile. Science, 1947, **105**, 27—32. [Элементарная теория ядерного котла; см. также главу в книге: Э. Ферми. Ядерная физика. М., 1952.]

226. The Transmission of Slow Neutrons through Microcrystalline Materials. *E. Fermi*, *W. J. Sturm*, *R. G. Sachs*. Phys. Rev., 1947, **71**, 589—594. [Статья 115.]

227. Phase of Neutron Scattering. *E. Fermi*, *L. Marshall*. Physical Society Cambridge Conference Report, 94—97 (1947). [Фаза рассеяния нейтронов.]

228. Interference Phenomena of Slow Neutrons. *E. Fermi*, *L. Marshall*. Phys. Rev., 1947, **71**, 666—677. [Статья 116.]

229. Phase of Scattering of Thermal Neutrons by Aluminum and Strontium. *E. Fermi*, *L. Marshall*. Phys. Rev., 1947, **71**, L915. [Статья 117.]

230. Spin Dependence of Scattering of Slow Neutrons by Be, Al and Bi. *E. Fermi*, *L. Marshall*. Phys. Rev., 1947, **72**, 408—410. [Статья 118.]

231*. Further Experiments with Slow Neutrons. *E. Fermi*, *L. Marshall*. Excerpts from Quarterly Reports CF-3574, Argonne Laboratory (July 26, 1946) and CP-3750 and CP-3801, Argonne National Laboratory (January 17 and April 14, 1947). [Дальнейшие эксперименты с медленными нейтронами.]

232. The Decay of Negative Mesotrons in Matter. *E. Fermi*, *E. Teller*, *V. Weisskopf*. Phys. Rev., 1947, **71**, 314—315. [Статья 119.]

233. The Capture of Negative Mesotrons in Matter. *E. Fermi*, *E. Teller*. Phys. Rev., 1947, 72, 399—408. [Статья 120.]
234. On the Interaction Between Neutrons and Electrons. *E. Fermi*, *L. Marshall*. Phys Rev., 1947, 72, 1139—1146. [Статья 121.]
235*. Note on Census-Taking in Monte-Carlo Calculations. *E. Fermi*, *R. D. Richtmyer*. Document LAMS-805 (July 11, 1948). [Замечание о процедуре выбора при вычислениях методом Монте-Карло.]
236. Spin Dependence of Slow Neutron Scattering by Hydrogen. *E. Fermi*, *L. Marshall*. Phys. Rev., 1949, 75, 578—580. [Статья 122.]
237. On the Origin of the Cosmic Radiation. Phys. Rev., 1949, 75, 1169—1174. [Статья 123.]
238. An Hypotesis on the Origin of the Cosmic Radiation. Nuovo Cimento, 1949, 6, Suppl. 317—323. [Гипотеза о происхождении космического излучения.]
239. Are Mesons Elementary Particles? *E. Fermi*, *C. N. Yang*. Phys. Rev., 1949, 76, 1739—1743. [Статья 124.]
240. High Energy Nuclear Events. Progr. Theor. Phys., 1950, 5, 570—583. [Статья 125.]
241. Angular Distribution of the Pions Produced in Nigh Energy Nuclear Collisions. Phys. Rev., 1951, 81, 683—687. [Статья 126.]
242*. Excerpt from a Lecture on Taylor Instability, Given during the Fall of 1951 at Los Alamos Scientific Laboratory. [Статья 127.]
243*. Taylor Instability of an Incompressible Liquid. Part 1 of Document AECU-2979 (September 4, 1951). [Статья 128.]
244*. Taylor Instability at the Boundary of Two Incompressible Liquids. *E. Fermi*, *J. von Neumann*. Part 2 of Document AECU-2979 (August 19, 1953). [Статья 129.]
245. Fundamental Particles. Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics and the Physics of Fundamental Particles. The University of Chicago (September 17 to 22, 1951). (Lecture). [Статья 130.]
246. The Nucleus. Physics Today, 1952, 5, 6—9. [Атомное ядро.]
247. Total Cross Sections of Negative Pions in Hydrogen. *H. L. Anderson*, *E. Fermi*, *E. A. Long*, *R. Martin*, *D. E. Nagle*. Phys. Rev., 1952, 85, L934. [Статья 131.]
248. Ordinary and Exchange Scattering of Negative Pions by Hydrogen. *E. Fermi*, *H. L. Anderson*, *A. Lundby*, *D. E. Nagle*, *G. B. Yodh*. Phys. Rev., 1952, 85, L935. [Обычное и обменное рассеяние отрицательных пионов на водороде.]
249. Total Cross Sections of Positive Pions in Hydrogen. *H. L. Anderson*, *E. Fermi*, *E. A. Long*, *D. E. Nagle*, Phys. Rev., 1952, 85, L936. [Статья 132.]
250*. Letter to Feynman (1952). [Статья 133.]
251. Deuterium Total Cross Sections for Positive and Negative Pions. *H. L. Anderson*, *E. Fermi*, *D. E. Nagle*, *G. B. Yodh*. Phys. Rev., 1952, 86, L413 [Статья 134.]
252. Angular Distribution of Pions Scattered by Hydrogen. *H. L. Anderson*, *E. Fermi*, *D. E. Nagle*, *G. B. Yodh*. Phys. Rev., 1952, 86, L793. [Угловое распределение пионов, рассеянных на водороде.]
253. Scattering and Capture of Pions by Hydrogen. *H. L. Anderson*, *E. Fermi*. Phys. Rev., 1952, 86, L794. [Статья 135.]
254*. Numerical Solution of a Minimum Problem. *E. Fermi*, *N. Metropolis*. Document LA-1492 (November 19, 1952). [Статья 136.]
255. Report on Pion Scattering. Excerpts from the Proceedings of the Third Annual Rochester Conference (December 18—20, 1952). [Рассеяние пионов.]
256. Angular Distribution of Pions Scattered by Hydrogen. *H. L. Anderson*, *E. Fermi*, *R. Martin*, *D. E. Nagle*. Phys. Rev., 1953, 91, 155—168. [Статья 137.]

257. Nucleon Polarization in Pion-Proton Scattering. Phys. Rev., 1953, 91, 947—948. [Статья 138.]
258. Scattering of Negative Pions by Hydrogen. *E. Fermi*, *M. Glicksman*, *R. Martin*, *D. E. Nagle*. Phys. Rev., 1953, 92, 161—163. [Статья 139.]
259. Phase Shift Analysis of the Scattering of Negative Pions by Hydrogen. *E. Fermi*, *N. Metropolis*, *E. F. Alei*. Phys. Rev., 1954, 95, 1581—1585. [Статья 140.]
260. Magnetic Fields in Spiral Arms. *S. Chandrasekhar*, *E. Fermi*. Astrophys. J., 1953, 118, 113—115. [Статья 141.]
261. Problems of Gravitational Stability in the Presence of a Magnetic Field. *S. Chandrasekhar*, *E. Fermi*. Astrophys. J., 1953, 118, 116—141. [Статья 142.]
262. Multiple Production of Pions in Pion-Nucleon Collisions. Academia Brasileira di Ciencias, 1954, 26, 61—63. [Статья 143.]
263. Multiple Production of Pions in Nucleon-Nucleon Collisions at Cosmotron Energies. Phys. Rev., 1953, 92, 452—453; Errata Corrige. Phys. Rev., 1954, 93, 1434—1435. [Статья 144.]
264. Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation. Astrophys. J., 1954, 119, 1—6. [Статья 145.]
265*. Studies of Nonlinear Problems. I. *E. Fermi*, *J. Pasta*, *S. Ulam*. Document LA-1940 (May, 1955). [Статья 146.]
266. Polarization of High Energy Protons Scattered by Nuclei. Nuovo Cimento, 1954, 11, 407—411. [Статья 147.]
267*. Polarization in the Elastic Scattering of High Energy Protons by Nuclei. Private Communication (March 24, 1954). [Статья 148.]
268. Physics at Columbia University — The Genesis of the Nuclear Energy Project. Physics Today, 1955, 8, No, 11, 12—16. [Статья 149.]
269. Lectures on Pions and Nucleons. Nuovo Cimento, 1955, 2, Suppl. 17—95. B. T. Feld, ed. [Лекции о пионах и нуклонах. Под редакцией Б. Фелда.]

Статьи в Итальянской энциклопедии

(Enciclopedia Italiana di Scienze, Lettere ed Arti. Roma, Istituto G. Treccani.)

Э. Ферми принимал участие в написании статей для томов 1—9, 11, 13, 20 и 32. Ему принадлежит довольно много мелких статей (например, «Амперметр», «Архимеда принцип», «Оси» и т. д.), полный список которых вряд ли целесообразно приводить.

Ниже указаны крупные статьи Э. Ферми:

«Atomo» (Атом), vol. 5, 1930, pp. 243—252; Appendix I, 1938, pp. 187—189.
«Attrito» (Трение), vol. 5, 1930, pp. 314—315.
«Elettrone» (Электрон), vol. 13, 1932, pp. 750—753.
«Statistica, meccanica» (Статистическая механика. См. статью 60), vol. 32, 1936, pp. 518—523.

Книги

«Introduzione alla fisica atomica», pp. 330, Zanichelli, Bologna, 1928. (Введение в атомную физику.)

«Fisica ad uso dei Licei», vol. I, pp. 239; vol. II, pp. 243, Zanichelli, Bologna, 1929. (Физика для лицеев.)

«Molecole e cristalli», pp. 303, Zanichelli, Bologna, 1934. (Русск. перевод: Э. Ферми. Молекулы и кристаллы. ИЛ, М., 1947.)

«Thermodynamics», pp. VII + 160, Prentice-Hall, New York, 1937. (Русск. перевод: Э. Ферми. Термодинамика. Изд. ХГУ. Харьков, 1969.)

Fermi, *Persico*. «Fisica per le Scuole Medie Superiori», pp. 314, Zanichelli, Bologna, 1938. (Физика для средних и высших школ.)

«Nuclear Physics», pp. VII + 246, The University of Chicago Press, Chicago, 1949. (Русск. перевод: Э. Ферми. Ядерная физика. ИЛ, М., 1951.)

«Conference di Fisica Atomica» (Fondazione Donegani), Accademia Nazionale dei Lincei, Roma, 1950. (Русск. перевод: Э. Ферми. Лекции по атомной физике. ИЛ, М., 1952.)

«Elementary Particles», pp. XII + 110, Yale University Press, New Haven, 1951. (Русск. перевод: Э. Ферми. Элементарные частицы. ИЛ, М., 1952).

«Notes on Quantum Mechanics», pp. VII + 171, The University of Chicago Press, Chicago, 1961. Русск. перевод: Э. Ферми. Квантовая механика (конспект лекций). «Мир», М., 1965.

«Notes on Thermodynamics and Statistics», pp. VIII + 182, The University of Chicago Press, Chicago and London, 1966.

На русском языке опубликованы также: «Лекции о π-мезонах и нуклонах». ИЛ, М., 1956 (статья Б269).

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

Агню Г. 163, 232, 453
Адамар 589
Адамс (Adams W. S.) 440
Аллисон С. 92, 142, 143, 220, 222, 235
Альвен Х. (Alfven H.) 439—441, 450, 637
Альфер Р. (Alpher R. A.) 586, 673, 674
Амальди (Amaldi E.) 9, 14, 287
Андерсон Г. (Anderson H. L.) 5, 8, 11—13, 16, 17, 19, 21, 22, 38, 47, 48, 57, 58, 79, 80, 82, 83, 86, 93, 99, 102, 113, 123, 132, 137, 142, 153, 154, 163, 185, 188, 190, 191, 196, 198, 203, 205, 220, 225, 226, 235, 339, 342, 345, 348, 357, 379, 392, 417, 437, 465, 490, 502, 507, 508, 510, 513, 516, 520, 523, 534, 535, 546, 565, 569, 573, 576, 585, 627, 665, 668, 681
Андерсон К. (Anderson C. D.) 396, 480
Арго Г. 232, 453
Арон (Aron W. A.) 541
Ашкин (Ashkin) 551, 577

Бартон Х. 173
Бете Г. (Bethe H. A.) 30, 194, 198, 259, 370, 426, 437, 457, 515, 559, 576, 577, 677, 679
Бечер Р. (Bacher R. F.) 197, 457
Бич (Beach) 551
Блоу (Blaaw A.) 592
Блох 30, 418
Блэйзер (Blaser) 577
Боданский (Bodansky) 576, 577, 582, 583
Бор Н. 7, 9, 10, 22, 30, 79, 258, 301, 664, 666, 667
Борн 452
Бракнер (Brueckner K. A.) 507, 511, 515, 563, 577
Браун (Brown H.) 679
Брейт Г. 92—94
Бречер Э. 233
Бриггс Л. 342
Брилл Т. 173, 201, 359
Брэгдон Э. (Bragdon E.) 194, 208
Бут Ю. (Booth E. T.) 7, 8, 13, 55, 667, 668, 672
Бэбкок (Babcock H. W.) 444, 598
Бэбкок Д. 680, 681

Вайншток (Weinstock R.) 359, 364
Вайскопф В. (Weisskopf V.) 372, 396, 397, 400, 515
Валь А. 203
Ван (Wang) 12
Ваттенберг А. (Wattenberg A.) 137, 163, 205, 357, 430, 453
Вейль Дж. (Weil G.) 113, 163, 203, 205
Вейнберг А. 144, 220
Вернон 220
Вигнер Е. 21, 79, 97, 101, 105, 107, 132, 142, 143, 182, 220, 339, 451, 669
Вик (Wick G. C.) 194, 515
Вилькенин М. 173
Вильсон В. 132, 151, 154, 173, 345
Вильсон Р. (Wilson R. R.) 79, 80, 105, 552, 669
Вильсон (Wilson R. W.) 673
Винер Дж. 339
Вольта А. 438
Вольфенштейн Л. 453
Вудс Л. см. Маршалл Л.
Вутуайзен (Wouthuysen S. A.) 467

Галилей 112
Ган О. (Hahn O.) 7, 8, 13, 19, 55, 80, 349, 665
Гамов (Gamov G.) 451, 586, 673, 679
Гарвин Р. (Garwin R. L.) 453, 538
Гейзенберг (Heisenberg W.) 466, 467, 588, 658
Гелл-Манн 452, 453
Гепперт-Майер (Göppert-Mayer M.) 452, 658
Герман (Herman R. C.) 586, 673, 674
Гликсман М. (Glicksman M.) 506, 532, 564, 569, 576, 577
Глэйзо Дж. (Glasoe G. N.) 7, 8, 13, 55
Голдгабер (Goldhaber G.) 577
Гольдбергер М. 232, 367, 453, 513
Горман (Gorman) 577
Гоффман, де (Hoffman, de) 576, 577, 642
Гринстейн (Greenstein J. L.) 590, 593, 637

Гроссе А. (Grosse A. V.) 47, 48, 55
Грэйвс А. 163

Дайсон 437
Далитц (Dalitz R. H.) 551
Даннинг Дж. (Dunning J. R.) 7, 8, 13, 15, 43, 98, 665, 667, 668, 672
Де Карвалхо (De Carvalho H. G.) 657, 658
Де Уайр (De Wire) 431, 551
Дебай 380
Демпстер 299
Джинс (Jeans) 623
Джонсон (Johnson M. H.) 359
Дэвис Л. (Davis L.) 590, 593, 637, 638
Дэвис (Davies R. M.) 497

Жолио-Кюри Ф. (Joliot F.) 10, 12, 17, 19, 58, 665, 666

Забуски Н. 646
Зейтц 220
Зелигман Х. 182
Зелов У. 453
Зельдович 673
Зинн У. (Zinn W. H.) 12, 17, 113, 123, 132, 143, 150, 151, 154, 163, 188, 205, 220, 226, 229, 345, 357, 360, 384, 665, 668

Иенсен 658
Инфельд 452

Йодх Г. (Yodh G. B.) 506, 511, 516, 520, 523, 532, 535, 546, 564, 565

Кальман (Kallman H.) 536
Канне У. 173
Кейз (Case K. C.) 463
Кеннеди Дж. 203
Кинг Л. Д. Р. 233
Кобаяси (Kobayasi) 398
Коварский Л. (Kowarski L.) 17, 19, 58, 182, 183, 185—187
Колмогоров 588
Комптон А. (Compton A. H.) 92, 93, 98, 143, 150, 235, 339, 344, 680
Конверси (Conversi M.) 396—398, 400
Кревер С. 16, 20
Крейтц Е. (Creutz E.) 79, 80, 105, 669
Кречмар (Kretschmar M.) 479
Кристи Р. 132, 236, 515
Кубичек Г. 163
Кунц П. 163
Купер К. 142, 143, 220
Кюри М. 225

Лазарус Д. 453
Латтес 397
Левинджер 143
Ледерман (Lederman) 577
Лепор Дж. 515, 662
Ли Цзун-дао 453, 585
Ливингуд (Livingood J. J.) 50
Лихтенбергер Г. 163, 201, 205, 359
Лонг Е. (Long E. A.) 431, 506, 508, 510, 516, 534, 563, 573
Лоуренс Э. 36, 203
Лоусон (Lawson J. L.) 551
Лэмб У. 664
Лэнгмюр И. 339
Льюис (Lewis D. J.) 497
Льюис (Lewis H. W.) 467

Майкельс (Michiels) 13, 15
Мак-Миллан 515
Маленка Б. 662
Мартин Р. (Martin R.) 506, 508, 510, 516, 532—534, 565, 569, 573, 576, 577
Маршак (Marshak R. E.) 515, 562
Маршалл Дж. (Marshall J.) 190, 194, 197, 201, 203, 208, 359, 657, 658
Маршалл Л. (Marshall L.) 190, 191, 194, 197, 198, 203, 208, 226, 357, 359, 368, 369, 379, 390, 392, 417, 427, 431, 437, 657, 658, 681
Мейер (Meyer R. C.) 12
Мейер Л. 564
Мейтнер Л. (Meitner L.) 7, 9, 10, 13, 19 80, 665
Мензел М. 646
Мерфри Е. 182
Месси 263
Метрополис Н. (Metropolis N.) 522, 523, 558, 576, 577, 580
Миллер Дж. 163
Митчелл А. 132
Моррисон 220
Морриш А. 453
Мотт (Mott) 263, 365
Мур Т. 132, 143
Мухин А. И. 506
Мэнли Дж. (Manley J. H.) 132, 197

Найр У. (Nyer W.) 163, 389
Неддермайер С. 396
Нейман Дж., фон (Neumann J., von) 232, 490, 498, 647
Нир 667
Ноблс Р. 163
Нэгл Д. (Nagle D. E.) 203, 506, 508, 510, 511, 516, 520, 523, 532—535, 546, 565, 569, 573, 576

Овербек У. 153, 173
Окаяма (Okayama) 398
Оккиалини 397
Олинджер 220
Оорт (Oort J. H.) 592, 593
Оппенгеймер Р. (Oppenheimer J. R.) 231—233, 339, 348, 353, 444, 467, 515
Орир (Orear J.) 451, 452

Павлицкий Г. 173
Пакстон Г. 122
Пановский (Panofsky) 520, 521, 553
Панчини (Pancini E.) 396, 397, 400
Парсонс X. 173
Паста Дж. (Pasta J.) 647
Паули 252
Пауэлл 397
Пегрэм Дж. (Pegram) 15, 21, 37, 203, 342, 664, 670, 671
Пенсиас 673
Пизли 559
Пиччони (Piccioni О.) 396, 397, 400
Понтекорво Б. 16, 22, 182, 397, 438, 453, 506, 673
Примаков (Primakoff H.) 444

Раби (Rabi) 417, 464
Разетти (Rasetti) 70, 409
Рассел Г. 587
Ревинсон Д. 209
Рейтц Дж. 453
Релей (Rayleigh) 112, 605, 650
Рихтмайер (Richtmyer) 439
Робертс (Roberts) 12
Розенблат М. 453
Розенфельд (Rosenfeld A. H.) 451, 452
Росси (Rossi В.) 32—34, 231
Рэйнуотер (Rainwater J.) 197, 417

Саката (Sakata) 398
Сакс A. (Sachs А.) 508, 518, 576, 577, 582, 583
Сакс Р. (Sachs R.) 357, 358, 365, 378
Саттон (Sutton) 431
Сван (Swann W. F. G.) 23, 444
Сегре Э. (Segrè E.) 5, 35, 123, 196, 203, 232, 236, 452, 657
Сербер (Serber P.) 335, 515, 658
Серен Л. 163, 210
Сиборг Г. (Seaborg G. T.) 50, 203, 679
Слотин Л. 173
Слэк Ф. (Slack F.) 8, 13
Слэттери Л. 533, 564
Смит Г. (Smith H. D.) 79, 80, 92, 339
Спеддинг 151
Стоун Р. 339
Стьюарт Д. 20
Сцилард Л. (Szilard L.) 12, 16, 17, 21, 37, 58, 89, 92, 135, 142, 143, 220, 342, 665, 666, 668, 671
Сэвитц Л. 163

Так Дж. 646
Тамм И. Е. (Tamm Ig.) 30
Таникава (Tanikawa) 398
Теллер Э. (Teller E.) 111, 122, 132, 232, 233, 365, 372, 380, 383, 389, 396, 397, 400, 434, 437, 439, 450, 586, 642
Тиомно (Tiomno J.) 452, 503
Толман 220
Томас (Thomas L. H.) 658
Томонага (Tomonaga S.) 397, 437
Трабакки 225
Тредвей 209
Туркевич Э. 6, 586, 673, 674, 677—679
Туркель С. (Turkel S. H.) 210, 360
Тэйлор (Taylor G. I.) 497, 498

Уайтекер М. (Whitaker M. D.) 13, 15, 123, 132
Уаттс Р. 173
Уилер Дж. 79, 142, 301, 339, 515, 666, 667, 680, 681
Уилитс Дж. 339
Уилкинсон 143
Уилкокс Г. 453
Уильямсон Дж. 132
Улам С. (Ulam S.) 647
Уорсо С. 453
Уотсон 220

Файнер (Feiner) 577
Фаруэлл Дж. 232, 453
Фейнман Р. (Feynman R.) 437, 513
Фелд Б. (Feld B. T.) 113, 135, 521, 546
Феннинг Ф. 182
Финберг (Feenberg E.) 444
Фокс Р. 173
Фокс С. 173
Фолди (Foldy L. L.) 417
Франк И. М. (Frank I.) 30
Фрейндлих Г. 182
Фридлендер Г. 210
Фриш О. (Frisch O. R.) 7, 9, 46, 665
Фроман Д. 173

Хагштрём Э. 10
Хаксби (Haxby O. R.) 93
Халбан Г., фон (Halban H., von) 17, 19, 46, 58, 182, 183, 185—187, 665
Халперн (Halpern O.) 21, 359
Халперн И. 232, 236
Хаммермеш (Hammermesh M.) 359

Ханштейн Г. (Hanstein H. B.) 10, 11, 13, 17, 43, 122, 194
Хекротте В. 662
Хескетт Г. 203
Хилбери Н. 132
Хилл Д. 163
Хилтнер (Hiltner W. A.) 587, 590, 637
Хинтон Дж. 233, 234
Хинч У. 173
Холл 209
Холл (Hall H.) 21
Холл (Hall J. S.) 587, 637
Хома (Homa) 577
Хэвенс (Havens W. W.) 197, 417

Чандрасекар С. (Chandrasekhar S.) 16, 585, 589, 590, 594, 599, 638, 673
Чемберлен О. (Chamberlain O.) 232, 357, 453, 657
Черенков П. А. (Cerenkov P.) 29
Чу Дж. (Chew G. F.) 232, 453, 515, 559
Чэн У. 451

Шайн (Shein) 483
Шатт (Shutt) 508, 555, 584, 631
Швингер (Schwinger J.) 380, 383, 389, 434, 437

Шёнберг 451
Шлутер (Schluter R. A.) 451, 452
Шотвелл Дж. 339
Штейгман Дж. (Steigman J.) 10, 55
Штейнбергер Дж. (Steinberger J.) 453, 508, 515, 518, 521, 546, 576, 577, 582, 583
Штерн (Stern) 577
Штернхаймер Р. 453
Штрассман (Strassmann F.) 7, 8, 13, 19, 55, 80, 349, 665
Штурм В. (Sturm W. J.) 163, 209, 357, 358, 360

Эванс Ф. 647
Эванс Ч. 647
Эверетт 646
Эйнштейн 21, 668
Эли Э. (Alei E. F.) 576, 577
Эмерт (Ehmert A.) 32

Юз Д. 357
Юкава Х. 396, 454, 456, 461 — 466
Юри Г. 89, 98, 182, 339, 668, 672

Янг Ч. (Yang C. N.) 452—454, 503, 515, 558, 568

Aamodt 520, 553
Abelson P. H. 53
Anderson E. E. 431
Araki G. 397

Baker C. P. 197
Barton C. A. 13
Baskir E. 657
Biermann L. 595
Bishop 521, 546
Bradt H. L. 444
Bridge 431
Briggs G. H. 15
Bright 13

Camerini 483
Cartwright W. F. 657
Chedester 508
Clark 521, 546
Cocconi 516
Cook 521, 546
Cowan E. W. 480
Cowling T. G. 600
Crane H. R. 31
Critchfield C. L. 566, 583, 679

Dodder D. C. 566, 583

Elsasser W. 194

Fainberg 483
Fazzini 516
Fernbach S. 658
Ferraro V. C. A. 600
Fidecaro 516
Fink 15
Fowler E. C. 508, 555
Fowler P. H. 483
Fowler W. B. 508, 555, 584, 631
Freier 444
Fried B. D. 417
Frish D. H. 521, 546
Furst M. 536

Gjellestad G. 600
Goldhaber M. 15

Hadley 520, 553
Hall T. 431
Haworth L. J. 197
Heitler W. 556
Herlofson N. 626
Hilberry H. V. N. 33
Hoag J. B. 33
Hsiao C. 480
Hulst H., van de 626

Isaacs 508, 518

Jones 365

Kemmer N. 556
Klein D. 657
Koch J. 46

Lavatelli 431
Lea 584
Lebow 521, 546
Ledoux P. 603
Legros 516
Leighton R. B. 480
Lipman 516
Lock 483
Lofgren 444
Lord 483
Luebke E. A. 197
Lundby A. 511, 516, 546

Mc Daniel B. D. 197
Memory D. J. 600
Merrison 516
Miller D. H. 508
Mitchell D. P. 15
Muirhead 483
Murphy 13

Ney 444

Osborne 521, 546
Oxley C. L. C. 657

Parry 13
Pekeris C. L. 603
Perlman I. 679
Peters B. 444

Ring J. 657
Rouvina J. 657

Schwarzschild M. 600
Seriff A. J. 480
Shephard 584
Shoupp W. S. 93
Skillman W. 657
Slawsky M. M. 31
Snyder 431
Spitzer L. 590, 637
Stephens W. E. 93
Stromgren B. 441

Taylor T. B. 658
Thomson 13
Thorndike 508, 555, 584, 631
Tripp R. 657
Tukey J. M. 590, 637

Wells W. H. 93
Wentzel G. 463
Whittermore 555, 584, 631
Wiegand C. 657
Williams 431
Wu C. S. 48

Ypsilantis T. 657

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Взаимодействия нейтронов (см. также Деление, Диффузия тепловых нейтронов, Замедление нейтронов, Нейтронная оптика, Рассеяние нейтронов на кристаллах)
— — с электронами 417—430
— — — —, сравнение с теорией 425—430
— — — —, эксперимент 420—425
— — — ядрами, общая характеристика 241—245
— — — —, радиационный захват 252—257
— — — —, рассеяние нейтронов 259—266
— — — —, — — на свободных и связанных протонах 194
— — — —, сечение бора для монохроматических нейтронов 201, 202
— — — —, сечения поглощения, измерения с помощью реактора 205—215
— — — —, — различных процессов в делящихся веществах 13—15, 204, 308—310

Волновые свойства нейтронов, см. Нейтронная оптика, Рассеяние нейтронов на кристаллах

Гравитационная устойчивость и магнитное поле, адиабатические пульсации 600—603
— — — — — в бесконечной однородной среде 623—626
— — — — —, деформации бесконечного цилиндра 604—616
— — — — —, историческая справка 585, 587, 588
— — — — —, обобщение теоремы вириала 595—600
— — — — —, сплющивание сферы 616—622

Деление (см. также Взаимодействия нейтронов, Цепная ядерная реакция, Ядерный реактор)
— спонтанное, нейтроны в реакторе 156, 206
— тяжелых ядер, процесс 299—305
— — —, сечения 204, 307—310
— урана α-частицами, 35, 36
— — нейтронами, выходы продуктов 48—56, 305—307
— — —, обнаружение 8—10
— — —, образование нейтронов 11, 12, 17—20
— — —, — — запаздывающих 307

Диффузия тепловых нейтронов (см. также Цепная ядерная реакция, Ядерный реактор)
— — —, альбедо 290—295
— — — в углероде 44—46, 63
— — —, дифференциальное уравнение 44, 282—286
— — —, длина диффузии 167, 286—290

Длина рассеяния ядер, см. Нейтронная оптика

Закон Ферми — Теллера, см. Мюоны

Замедление нейтронов (см. также Цепная ядерная реакция, Ядерный реактор)
— — в графите 39—44, 58—64
— —, кинематика упругого рассеяния 39, 270—273
— —, пространственное распределение 40, 61—63, 82, 83, 273—282
— —, — — , возраст 42, 61, 278—281
— —, средние логарифмические потери энергии 39, 273
— —, учет захвата в уране 311—314
— —, характеристики замедлителей 289, 290

Ионизационные потери, историческая справка 21, 22
— — мюонов в различных веществах (см. также Мюоны) 31—34
— — — при очень низких энергиях, см. Мюоны
— — на черенковское излучение 29, 30
— —, теория с учетом поляризации среды 23—30
— —, — — — — — —, результаты для частиц высоких энергий (фермиевский эффект плотности) 31, 32
— —, — — — — — —, — — — — — — и распад мюона 33, 34

История физики, некоторые факты (хронолог.)
Открытие замедления нейтронов (1934) 589
Бор сообщает Ферми о первых европейских работах по делению (1939) 7, 664, 665
Начало исследований по проблеме урана (1939) 7, 8, 665
Сцилард и Ферми 16, 666, 671
Эйнштейн и Ферми уведомляют правительство США о значении атомной энергии (1939) 21, 669
Фермиевский эффект плотности (1939) 21, 22
Засекречивание исследований по урану (1940) 37, 665, 666
Первые исследования движения нейтронов в графите (1940) 37, 38, 669
Ферми как химик 47, 48
Работа в Принстоне (1941) 79
А. Комптон и Ферми 92
Ферми в Металлургической лаборатории (1942) 98, 99, 123, 132, 135, 142
Экспоненциальный эксперимент (1942) 102, 112, 113, 670, 671
Создание и запуск первого реактора (1942) 150—153, 339—347
Оценка ранних работ английской группы по созданию тяжеловодного реактора 182—187
Ферми в Аргоннской лаборатории (1942—1947), 190, 191, 335, 356, 368
Начало исследований по нейтронной оптике (1943—1944) 190, 226
Ферми и отравление мощного реактора в Хэнфорде (1944) 680, 681
Ферми в Лос-Аламосе (1944—1945) 231—235
Ферми об атомной энергии для мирных целей (1946) 348—356
Янг о работе Ферми в Чикагском университете (1946—1949) 451—453
Ферми о спин-орбитальном взаимодействии (1949) 452
Ферми о происхождении космических лучей (1949) 437, 586, 587
Идея магнитных ловушек 447, 448, 641
Ферми на конференции в Базеле и Комо (1949) 437, 438
Ферми о сохранении числа барионов (1950) 452
Подготовка к работам по физике высоких энергий (1950) 464, 465
Работы по физике пионов (1951—1954) 506, 507, 516, 532—534
Открытие первого адронного резонанса (1952) 507
Ферми и ЭВМ 520, 645—647
Ферми и астрофизические проблемы 585—588, 673
Ферми о генезисе исследований по атомной энергии 664—672

Источники нейтронов: искусственные 240, 241
— — —, реактор, температура различных источников 197—199, 213
— — —, тепловая колонна 192
— — —, — —, монохроматизация 199—203, 359, 360
— — —, холодные нейтроны, использование 380—383, 392—395, 432
— — —, — —, получение 192—195, 269, 379
— — —, — —, спектр 378—380
— — —, энергетическое распределение 217—219
— —, реакции (α, n) и (γ, n) 237—240

Космические лучи и равновесие межзвездного газа 644
— —, теория происхождения 439—450, 637—644
— —, — —, галактические магнитные поля 439, 440, 637, 638
— —, — —, движения межзвездной среды 440—442, 637, 638
— —, — —, историческая справка 437, 586, 587
— —, — —, спектр 443, 444
— —, — —, —, тяжелые ядра 444, 446, 640
— —, — —, ускорение 442, 447—449, 638—642
— —, — —, —, механизм инжекции 444—447, 449, 450, 643

Лекции по нейтронной физике, содержание I части 236, 237
— — — —, — II части 308

Магнитные поля в ветвях галактической спирали 590—593
— — — космосе 594—626
— — — — и движения межзвездной среды, см. Космические лучи

Модели ядер 255—259

Модель пиона по Ферми — Янгу, см. Пионы

Мюоны отрицательные, захват в веществе 400—415
— —, — — химических соединениях (закон Ферми — Теллера) 415, 416
— —, — — —, историческая справка 396, 397
— —, — — —, энергетические потери на мезоатомной орбите 407—410
— —, — — —, — — — — — —, в газах 414, 415
— —, — — —, — — — — — —, — диэлектриках 411—413
— —, — —, — — при малых энергиях 402—407
—, слабое взаимодействие с ядерным веществом 397—399, 416

Нейтронная оптика (см. также Источники нейтронов, Рассеяние нейтронов на кристаллах)
— —, длина рассеяния ядер 370—372, 386—388, 391, 434—436
— —, — — —, определение из наблюдения полного отражения 383—386
— —, — — —, — — — энергетической зависимости пропускания монохроматических нейтронов микрокристаллическими веществами 358—367, 392—395
— —, — — —, — — рассеяния на кристаллах 372—378, 390, 391
— —, — — —, — — — — молекулах газа 380—383, 431—436
— — и оптика рентгеновских лучей 227, 229, 267, 369
— —, историческая справка 190, 226, 357, 358, 368
— —, показатель преломления 227, 229, 269, 270, 383
— —, полное отражение от зеркал 227—230, 269, 270, 383—386
— —, спиновая зависимость рассеяния 379, 392—395, 431—436
— —, фаза рассеяния (см. также Нейтронная оптика, длина рассеяния ядер) 270, 369, 390, 391

Определение правого и левого 503

Опыт Конверси, Панчини, Пиччиони 397, 400

Пионы (см. также Рассеяние пионов нуклонами)
—, взаимодействие с нуклонами, резонанс ($^3/_2$, $^3/_2$) 511, 512
—, — — —, связь рассеяния, и захвата 520, 521
—, — — —, сохранение изоспина 513, 556
— как составные частицы (модель Ферми — Янга) 454—463
—, множественное рождение, см. Статистическая теория рождения частиц

Поляризация рассеянных протонов 657—663
— — —, роль спин-орбитального взаимодействия 658—660

Применение ЭВМ для решения нелинейных задач, см. Эргодическое поведение нелинейных систем
— — — — систем уравнений 530, 531
— — — фазового анализа, см. Рассеяние пионов нуклонами

Происхождение элементов, проблема образования ядер тяжелее He^4 679
— —, термоядерные реакции между легчайшими ядрами в расширяющейся Вселенной 674—678

Рассеяние нейтронов на кристаллах (см. также Нейтронная оптика, Источники нейтронов)
— — — —, брэгговское отражение 266—269, 363—365
— — — —, — — различных порядков, интенсивности 372—378, 390
— — — —, глубина проникновения 268
— — — —, структурный фактор 364, 365, 373, 375—377

Рассеяние пионов нуклонами (см. также Пионы)
— — —, дифференциальные сечения, данные 528, 529, 543—550, 572—575
— — —, — —, фазовый анализ 514, 515, 523—529, 554—563, 576—584
— — —, — —, методика эксперимента 535—543, 550—554, 569—572
— — —, историческая справка 506, 507, 513, 516, 532—534

— — —, полные сечения $\pi^{\pm}$ на протонах 508—512
— — —, — — — — — нейтронах 516—518
— — —, поляризация нуклонов отдачи 565—568
— — —, угловое распределение, см. Рассеяние пионов нуклонами, дифференциальные сечения

Селектор скоростей тепловых нейтронов 199—201

Спиновая зависимость рассеяния нейтронов, см. Нейтронная оптика

Статистическая теория рождения частиц, идея 456—469, 481, 482
— — — —, историческая справка 464, 465
— — — —, множественное рождение пионов 474, 475, 627—636
— — — —, образование антинуклонов 475, 476
— — — —, одиночное рождение пионов 469—472
— — — —, статистические веса 472—474
— — — —, столкновения при крайне высоких энергиях 476—480
— — — —, угловое распределение 483—489

Тэйлоровская неустойчивость на границе двух жидкостей 498—501
— — — — жидкости и вакуума 493—497
— —, основные закономерности 490—492

Фаза рассеяния нейтронов на ядрах, см. Нейтронная оптика

Фермиевский механизм ускорения космических лучей, см. Космические лучи

Фермиевский эффект плотности, см. Ионизационные потери

Холодные нейтроны, см. Источники нейтронов

Цепная ядерная реакция (см. также Деление, Диффузия тепловых нейтронов, Замедление нейтронов, Ядерный реактор)
— — —, возможность получения 144—149, 182—187, 340, 341
— — —, коэффициент размножения (см. также Цепная ядерная реакция, экспоненциальный эксперимент) 103, 113, 144
— — — на быстрых нейтронах 93—97, 330—338
— — —, поглощение и образование нейтронов в уране 17—20, 64—69, 123—131
— — —, — — — — — — —, число η 57, 58, 70, 123, 131
— — —, — — — — — — уран-графитовой решетке 104—107
— — —, получение энергии 86—91, 327, 352, 353
— — —, резонансное поглощение в уране 18, 19, 80—85, 107, 108, 312—314
— — —, экспоненциальный эксперимент 108—111, 114—122, 133, 145, 146, 164—166, 343, 344

Энергии связи ядер 296—299
— — —, упаковочный коэффициент 253, 254

Эргодическое поведение нелинейных систем 647—656
— — — —, отсутствие тенденции к равномерному распределению энергии 650—654

Ядерный реактор (см. также Замедление нейтронов, Источники нейтронов, Цепная ядерная реакция)
— —, влияние температуры 99—101, 147
— —, защита 90, 91, 188, 189, 327, 328, 354
— —, использование для проверки материалов 205, 207, 208, 326, 327
— — как источник нейтронов, см. Источники нейтронов
— —, кинетика 138—141, 319—324
— —, —, учет запаздывающих нейтронов 139—141, 321—324
— —, коэффициент размножения и критические размеры 314—319, 325
— —, методы охлаждения 88—90, 143
— — на уране, гомогенный и гетерогенный 310—314
— —, первый, запуск 159—161, 346
— —, —, историческая справка 150—153
— —, —, общее описание 154—158, 170—173
— —, —, подготовительные работы 135, 136
— —, —, сооружение 163—170, 345
— —, —, сравнение фактических и ожидавшихся размеров 161, 162
— —, —, управление 173—181
— —, проблема воспроизводства 220—224
— —, реактивность, единица «обратный час» 215, 216
— —, типы 310—314, 328, 329

СОДЕРЖАНИЕ

От редакции 5

1939

81. Деление урана. (*Совместно с Г. Андерсоном, Ю. Бутом, Дж. Даннингом, Дж. Глэйзо и Ф. Слэком*) 7

82. Образование нейтронов в уране при бомбардировке нейтронами. (*Совместно с Г. Андерсоном и Г. Ханштейном*) 11

83. Простой захват нейтронов ураном. (*Совместно с Г. Андерсоном*) . . 13

84. Образование и поглощение нейтронов в уране. (*Совместно с Г. Андерсоном и Л. Сцилардом*) 16

85. Ионизационные потери энергии в газах и конденсированных средах 21

1940

86. Деление урана альфа-частицами. (*Совместно с Э. Сегре*) 35

87. Образование и поглощение медленных нейтронов в углероде. (*Совместно с Г. Андерсоном*) 37

88. Коэффициенты разветвления при делении урана (235). (*Совместно с Г. Андерсоном и А. Гроссе*) 47

1941

89. Образование нейтронов в уране. (*Совместно с Г. Андерсоном*) 57

90. Захват резонансных нейтронов в урановой сфере, помещенной внутри графита. (*Совместно с Г. Андерсоном, Р. Вильсоном, Е. Крейтцем*) 79

91. Некоторые замечания о получении энергии с помощью цепной реакции в уране. 86

92. О реакциях на быстрых нейтронах 92

1942

93. Влияние температуры на установку, в которой происходит цепная реакция. (Влияние изменения утечки) 98

94. Образование нейтронов в уран-графитовой решетке. Теоретическая часть 102

95. Образование нейтронов в решетке из окиси урана и графита. Экспоненциальный эксперимент. (*Совместно с Г. Андерсоном, Б. Фелдом, Дж. Вейлем и У. Зинном*) 112

96. Число нейтронов, испускаемых ураном при поглощении теплового нейтрона 123

97. Состояние исследовательских работ в Физическом отделе 132

98. Временна́я зависимость скорости реакции: влияние запаздывающих нейтронов 137

99. Влияние висмута на коэффициент размножения 142

100. Осуществимость цепной реакции 144
101. Экспериментальное осуществление расходящейся цепной реакции 150

1943

102. Использование тяжелого водорода в цепной ядерной реакции . . . 182
103. Испытание защиты для котла участка W. (*Совместно с У. Зинном*) . 188
104. Получение нейтронов малой энергии фильтрованием через графит. (*Совместно с Г. Андерсоном и Л. Маршалл*) 190
105. Селектор скоростей тепловых нейтронов и его применение для измерения сечения бора. (*Совместно с Дж. Маршаллом и Л. Маршалл*) 196

1944

106. Поглощение 49. 203
107. Метод измерения сечений поглощения нейтронов по изменению реактивности котла. (*Совместно с Г. Андерсоном, А. Ваттенбергом, Дж. Вейлем и У. Зинном*) 205
108. Обсуждение проблемы воспроизводства 220
109. Диссоциационное давление воды, обусловленное делением. (*Совместно с Андерсоном*) 225
110. Коллимирование нейтронного пучка от тепловой колонны CP-3 и показатель преломления для тепловых нейтронов. (*Совместно с У. Зинном*) 226
111. Отражение нейтронов от зеркал. (*Совместно с У. Зинном*) 229

1945

112. Лекции по нейтронной физике 231
113. Создание первого ядерного котла 339

1946

114. Атомная энергия для мирных целей 348
115. Пропускание медленных нейтронов микрокристаллическими веществами. (*Совместно с В. Штурмом и Р. Саксом*) 357

1947

116. Интерференционные явления при рассеянии медленных нейтронов. (*Совместно с Л. Маршалл*) 368
117. Фаза рассеяния тепловых нейтронов на алюминии и стронции. (*Совместно с Л. Маршалл*) 390
118. Спиновая зависимость рассеяния медленных нейтронов на Be, Al и Bi. (*Совместно с Л. Маршалл*) 392
119. Распад отрицательных мезотронов в веществе. (*Совместно с Э. Теллером и В. Вайскопфом*) 396
120. Захват отрицательных мезотронов в веществе. (*Совместно с Э. Теллером*) 400
121. О взаимодействии между нейтронами и электронами. (*Совместно с Л. Маршалл*) 417

1948

122. Спиновая зависимость рассеяния медленных нейтронов на дейтронах. (*Совместно с Л. Маршалл*) 431

1949

123. О происхождении космического излучения. 437
124. Являются ли мезоны элементарными частицами? (*Совместно с Ч. Янгом*) 451

1950

125. Ядерные процессы при высоких энергиях. 464

1951

126. Угловое распределение пионов, возникающих в ядерных столкновениях при высоких энергиях 481
127. О тэйлоровской неустойчивости 490
128. Тэйлоровская неустойчивость несжимаемой жидкости 493
129. Тэйлоровская неустойчивость на границе двух несжимаемых жидкостей. (*Совместно с Дж. фон Нейманом*) 498
130. Фундаментальные частицы. 502

1952

131. Полное сечение взаимодействия отрицательных пионов с водородом. (*Совместно с Г. Андерсоном, Е. Лонгом, Р. Мартином и Д. Нэглом*) 506
132. Полное сечение взаимодействия положительных пионов с водородом. (*Совместно с Г. Андерсоном, Е. Лонгом и Д. Нэглом*) . . . 510
133. Письмо Р. Фейнману 513
134. Полные сечения взаимодействия положительных и отрицательных пионов с дейтерием. (*Совместно с Г. Андерсоном, Д. Нэглом и Г. Йодхом*) 516
135. Рассеяние и захват пионов в водороде. (*Совместно с Г. Андерсоном*) 520
136. Численное решение задачи на отыскание минимума. (*Совместно с Н. Метрополисом*) 522

1953

137. Угловое распределение пионов, рассеянных на водороде. (*Совместно с Г. Андерсоном, Р. Мартином и Д. Нэглом*) 532
138. Поляризация нуклонов при пион-протонном рассеянии 565
139. Рассеяние отрицательных пионов водородом. (*Совместно с М. Гликсманом, Р. Мартином и Д. Нэглом*) 569
140. Фазовый анализ рассеяния отрицательных пионов водородом. (*Совместно с Н. Метрополисом и Э. Эли*) 576
141. Магнитные поля в ветвях спирали. (*Совместно с С. Чандрасекаром*) . 585
142. Проблемы гравитационной устойчивости в присутствии магнитного поля. (*Совместно с С. Чандрасекаром*) 592

143. Множественное образование пионов в пион-нуклонных столкновениях . . . 627
144. Множественное образование пионов в нуклон-нуклонных столкновениях при космотронных энергиях . . . 631
145. Галактические магнитные поля и происхождение космического излучения . . . 637

1954

146. Исследование нелинейных задач. (*Совместно с Дж. Пастой и С. Уламом*) . . . 645
147. Поляризация протонов высоких энергий, рассеянных ядрами . . . 657
148. Поляризация при упругом рассеянии протонов высоких энергий ядрами . . . 662
149. Физика в Колумбийском университете. Генезис исследований по ядерной энергии . . . 664

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение 1. Происхождение и распространенность элементов (*Отрывок из статьи Р. Альфера и Р. Германа.*) . . . 673
Приложение 2. О запуске Хэнфордских котлов . . . 680
Основные даты жизни и деятельности Энрико Ферми . . . 682
Библиография трудов Э. Ферми . . . 685
Журнальные статьи, отчеты, лекции и частные сообщения . . . 685
Статьи в Итальянской энциклопедии . . . 698
Книги . . . 699
Именной указатель . . . 700
Предметный указатель . . . 705

Энрико Ферми
Научные труды
Том II

Утверждено к печати
редакционной коллегией серии «Классики науки»
Академии наук СССР

Редактор *С. И. Ларин*. Художественный редактор *Н. Н. Власик*.
Технический редактор *Э. Л. Кунина*

Сдано в набор 6/IX 1971 г. Подписано к печати 24/I 1972 г. Формат 70×90[1]/16. Бумага № 1.
Усл. печ. л. 52,357. Уч.-изд. л. 44.3 Тираж 7200. Тип. зак. 2819. Цена 2 р. 64 к.

Издательство «Наука». Москва К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука». Москва Г-99, Шубинский пер., 10

ОПЕЧАТКИ И ИСПРАВЛЕНИЯ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
117	Табл. III, столбец 5	$3a/$	$3a/6$
171	Табл. XI	National Carbon / Speer Grafite | AGOT	National Carbon | AGOT / Speer Grafite
291	14 св.	$e^{-/l}$	$e^{-d/l}$
302	1 св.	E^A	E_A
517	Табл. I, столбцы 3, 4, 6	σ_d	σ_D
574	1 св.	во взаимодействии	во взаимодействие
593	15 св.	Гринштейна	Гринстейна
621	Ф-ла (149)	$\frac{dr}{r^4}+\left\{\frac{1}{2}P_2(\mu)+\frac{1}{2}\right\}d\mu$	$\frac{dr}{r^4}\left\{\frac{1}{2}P_2(\mu)+\frac{1}{2}\right\}d\mu$
670	15—16 св.	экспериментаторам	экспериментатором
679	3 сн.	*Critcfield*	*Critchfield*
697	22 сн.	1952	March 1952
7111	1 сн.	592	594

Примечание. По вине типографии рис. 52 на стр. 279 перевернут

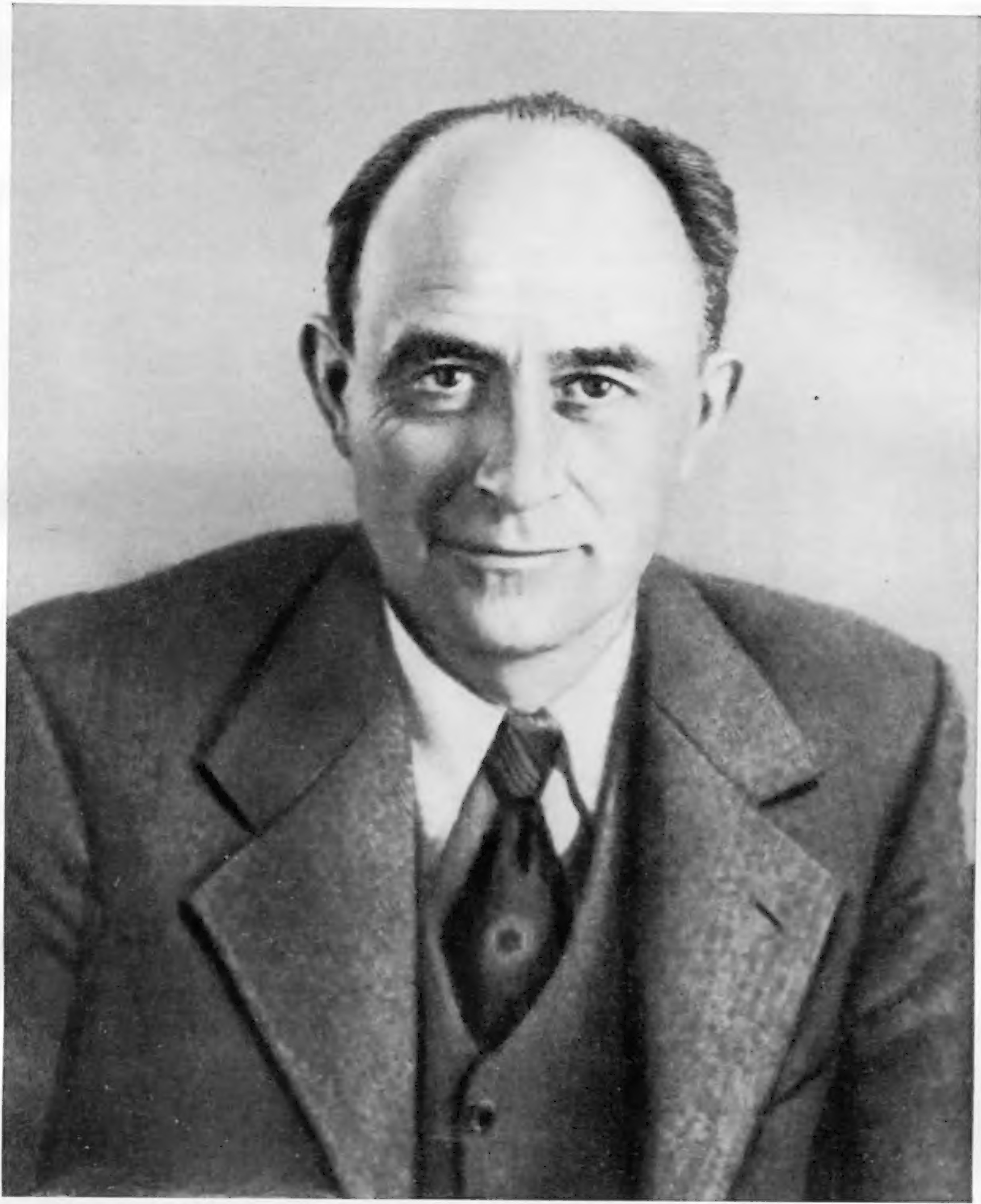
Энрико Ферми, том II



Enrico Fermi



Э. Ферми и Н. Бор на прогулке в Лос-Аламосе



Э. Ферми, 1945 г.



Э. Ферми и Б. Понтекорво на экскурсии в Альпах
(1949 г., во время конференции в Комо)

ЭНРИКО ФЕРМИ

НАУЧНЫЕ ТРУДЫ

II



2 р. 6[illegible] к.